



KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH GmbH

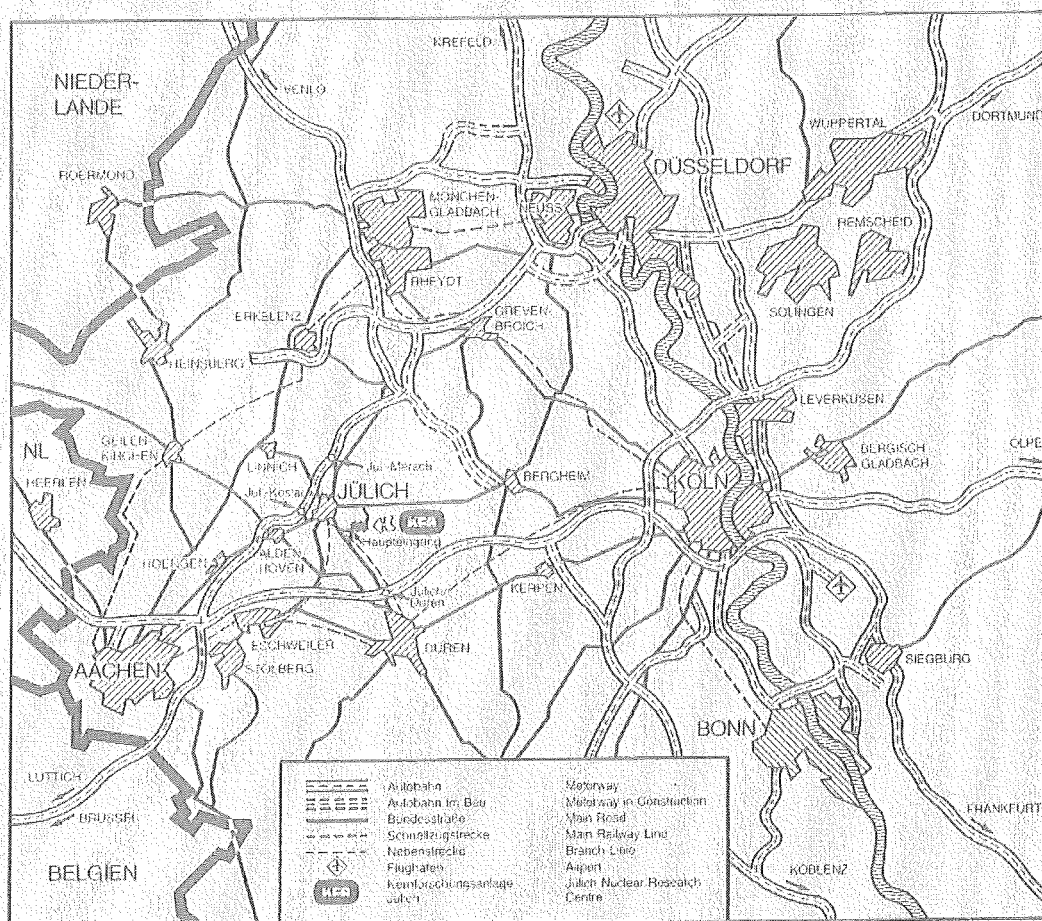
Institut für Kernphysik

**Untersuchung der (^3He , ^6He) Reaktion
zum Studium von $T = 5/2$
Analogzuständen in leichten Kernen**

von

J. G. M. Römer

Jül - Spez - 325
August 1985
ISSN 0343-7639



Als Manuskript gedruckt

Spezielle Berichte der Kernforschungsanlage Jülich – Nr. 325

Institut für Kernphysik Jül – Spez – 325

Zu beziehen durch: ZENTRALBIBLIOTHEK der Kernforschungsanlage Jülich GmbH

Postfach 1913 · D-5170 Jülich (Bundesrepublik Deutschland)

Telefon: 02461/610 · Telex: 833556-0 kf d

**Untersuchung der (^3He , ^6He) Reaktion
zum Studium von $T = 5/2$
Analogzuständen in leichten Kernen**

von

Josef G. M. Römer

Zur Messung der $^{26}\text{Mg}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{23}\text{Mg}$ und $^{14}\text{C}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{11}\text{C}$ Reaktionen im Anregungsenergiebereich der $T = 5/2$ Analogzustände wurden am Magnetspektrographen BIG KARL Methoden zum Nachweis mittelschwerer Ionen ($A = 6$ bis 8) für Kernreaktionen mit Wirkungsquerschnitten im nbarn/sterad - Bereich entwickelt. Bei der Einschußenergie von 135 MeV wurden in der $^{26}\text{Mg}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{23}\text{Mg}$ Reaktion zwei energiescharfe Zustände bei Anregungsenergien von $E_x = 19.53$ MeV und 21.84 MeV gefunden. Der Zustand bei 19.53 MeV ist mit großer Wahrscheinlichkeit der Analogzustand zum Grundzustand von ^{23}F . Mit Hilfe der quadratischen IMME - Beziehung (Isobaric Mass Multiplet Equation) läßt sich daraus der Massenüberschuß von ^{23}Si berechnen zu 23.38 ± 0.18 MeV. Bei gleicher Einschußenergie beträgt in der $^{14}\text{C}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{11}\text{C}$ Reaktion die obere Grenze für den Wirkungsquerschnitt eines $T = 5/2$ Zustandes mit einer Anregungsenergie zwischen $E_x = 30$ MeV und 36 MeV 100 nb/sr bei dem Laborwinkel $\theta_{\text{lab}} = 9.5$ Grad.

ABSTRACT

For measurements of the $^{26}\text{Mg}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{23}\text{Mg}$ and $^{14}\text{C}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{11}\text{C}$ reactions in the excitation energy range of the lowest $T = 5/2$ analog states methods were developed to detect heavy ions ($A = 6$ bis 8) at the magnet spectrometer BIG KARL from nuclear reactions with cross sections in the nbarn/sterad - range. In the $^{26}\text{Mg}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{23}\text{Mg}$ reaction two narrow states at $E_x = 19.53$ MeV and 21.84 MeV were found at 135 MeV incident energy. The state at 19.53 MeV is probably the analog state of the ^{23}F ground state. Using the quadratic IMME (Isobaric Mass Multiplet Equation) the mass excess of ^{23}Si is calculated to be 23.38 ± 0.18 MeV. At the same beam energy the upper limit for the cross section of a $T = 5/2$ state is 100 nb/sr at $\theta_{\text{lab}} = 9.5$ degrees for excitation energies between $E_x = 30$ MeV and 36 MeV in the $^{14}\text{C}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{11}\text{C}$ reaction.

INHALTSVERZEICHNIS

1.0 EINLEITUNG 1

2.0 THEORETISCHE GRUNDLAGEN 3

2.1	ISOBARE MASSENMULTIPLETTS	3
2.2	LADUNGSABHÄNGIGKEIT DER BINDUNGSENERGIE IN MASSENMULTIPLETTS	5
2.3	DIE ISOBARIC MULTIPLY MASS EQUATION (IMME)	5
2.4	MASSENVORAUSSAGEN VON ISOBAREN - MULTIPLETTS	10

3.0 EXPERIMENTELLE METHODEN UND MESSUNGEN 12

3.1	ZYKLOTRON UND STRAHLFÜHRUNG	12
3.2	DER MAGNETSPEKTROGRAPH BIG KARL	15
3.3	DETEKTORSYSTEME	18
3.3.1	Ortsempfindliche Detektoren	18
3.3.2	Teilchenidentifikationsmethoden	22
3.4	MESSUNGEN	32
3.4.1	Experimentelle Durchführung	32
3.4.2	Rohdatenauswertung	36

4.0 DATENANALYSE UND ERGEBNISSE 40

4.1	ENERGIEKALIBRIERUNG	40
4.2	SIGNIFIKANZTESTS	41
4.3	ERGEBNISSE	45
4.3.1	Testreaktion	45
4.3.2	$^{26}\text{Mg}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{23}\text{Mg}$	47
4.3.3	$^{14}\text{C}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{11}\text{C}$	51
4.3.4	Eichreaktionen	52

5.0 DISKUSSION 55

A.0 COMPUTERPROGRAMME 58

A.1 SEARCH 58

A.2 BKINE 58

A.3 SIGTEST 59

A.4 ANALOG 60

B.0 ANREGUNGSENERGIEN VON ANALOGZUSTÄNDEN 61

REFERENZEN 73

1.0 EINLEITUNG

Die Entdeckung des Neutrons (CHA 32) im Jahre 1932 regte Heisenberg (HEI 32) noch im gleichen Jahr zu dem Vorschlag an, Protonen und Neutronen - zumindest formal - als zwei Zustände eines Teilchens, das späterhin als Nukleon bezeichnet wurde, anzusehen. Die zur Unterscheidung eingeführte neue Variable, die später von Wigner (WIG 37) "isotopic spin" (Isospin) genannt wurde, blieb jedoch bis zur Vervollständigung des Isektor-Tripletts aus positivem, negativem und neutralem Pion als Austauscheteilchen der Kernkraft (KEM 38) nur von formaler Bedeutung. Dieser theoretische Ansatz war Grundlage für das Verständnis der Ladungs-unabhängigkeit der Kernkraft, denn nur dann ist der Isospin invariant unter Rotationen im Isospinraum und damit eine gute Quantenzahl, d. h. eine Erhaltungsgröße.

Die hieraus resultierenden Auswahlregeln fanden erstmals 1938 experimentelle Bestätigung durch die Messung einer energiescharfen Resonanz in ^{12}C (OPP 38) bei einer Anregungsenergie $E_x = 16.11 \text{ MeV}$. Dieser Zustand, der mit ungefähr 8.7 MeV instabil gegen den Teilchenzerfall in $^8\text{Be} + \alpha$ ist, ist wegen der Erhaltung der Isospinquantenzahl ($T = 1$) so extrem energiescharf. Er bildet mit den beiden ersten angeregten Zuständen von ^{12}B und ^{12}N das erste gefundene Isobaren-Triplett ($T=1$). In den folgenden Jahren konnten - dank verfeinerter experimenteller Auflösung und steigender Einschußenergie - fast alle Isobaren-Quartetts ($T=3/2$, BEN 79) und ein Isobaren-Quintett ($T=2$, $A=8$, ROB 75) in den leichten Atomkernen vermessen werden.

Mit der vorliegenden experimentellen Arbeit wird erstmalig ein neues Gebiet der Kernphysik, die Untersuchung von Isobaren-Sextetts ($T=5/2$) in leichten Kernen durch direkte Reaktionen, beschritten. Es wird gezeigt, daß die verwendeten Reaktionen geeignet sind, die fundamentale Frage nach den Auswirkungen der Isospin-verletzenden Anteile der Kernkraft auf die Massenrelationen in Isobaren-Multipletts zu untersuchen.

Die Neutronentransferreaktionen ($^3\text{He}, ^6\text{He}$), ($^3\text{He}, ^8\text{He}$), ($\alpha, ^6\text{He}$) und ($\alpha, ^8\text{He}$) bieten die faszinierende Möglichkeit, energetisch hochliegende Analogzustände zu untersuchen. Der mögliche hohe Isospintransfer erlaubt es, Zustände mit höherem Isospin ($\Delta T = 2$) direkt anzuregen. Da viele

dieser Zustände nur unter Verletzung der Isospinerhaltung in energetisch offene Teilchenemissionskanäle zerfallen können, erwartet man eine gegenüber den benachbarten Zuständen mit niedrigerem Isospin wesentlich größere Lebensdauer und damit wesentlich kleinere natürliche Niveaubreite. Da erwartet wird, daß die Wirkungsquerschnitte der ($^3\text{He}, ^6\text{He}$) Reaktion bei den hohen Anregungsenergien extrem klein (Größenordnung ≤ 200 nb/sr) sind, mußten geeignete Methoden zur Ortsmessung und Identifikation der Reaktionsprodukte erst entwickelt werden, um gegen die mit bis zu 10^6 -fach höherer Zählrate auftretenden leichteren Reaktionsprodukte wie p, d, α und $^3\text{He}^+$ zu diskriminieren.

Das Ziel dieser Arbeit ist es, zu klären, inwieweit diese Methoden zur Untersuchung von analogen Zuständen mit hohem Isospin geeignet sind. Entsprechende Messungen wurden zur Untersuchung der $T = 5/2$ Zustände im ^{23}Mg bei etwa 19.5 MeV Anregungsenergie und ^{11}C bei etwa 34.0 MeV Anregungsenergie durchgeführt.

2.0 THEORETISCHE GRUNDLAGEN

2.1 ISOBARE MASSENMULTIPLSETTS

Jeder Kernzustand mit Isospin T ist im Prinzip Teil eines $2T+1$ Isobarenmultiplsetts mit sehr ähnlichen Wellenfunktionen, aber verschiedener Ladung. Dabei gibt die z -Komponente des Isospins T_z den halben Neutronenüberschuß wieder (N =Neutronenzahl, Z =Protonenzahl):

$$T_z = (N - Z) / 2 \quad (2.1)$$

Für die meisten Kerne ist der energetisch tiefstliegende Zustand derjenige mit dem kleinsten möglichen Isospin T . Daher gilt, von einigen wenigen Ausnahmen abgesehen, für die Grundzustände der meisten Kerne $T_{gs} = |T_z|$ (JÄN 69). Ein Zustand mit $T_a > T_{gs}$ wird normalerweise als Analogzustand bezeichnet, da er fast die gleiche Struktur hat, wie der sogenannte "Parent"-Zustand mit dem gleichen Isospin $T_a = |T_z^p|$. Der Analogzustand liegt um die Coulomb-Energie sowie die Neutron - Proton - Massendifferenz gegenüber dem "Parent"-Zustand verschoben. Die resultierenden Anregungsenergien für einige leichte Kerne sind für mehrere Modellansätze in Kapitel 2.4 berechnet. Ein typisches Niveauschema für ein $T = 5/2$ Multiplset ist in Fig. 2.1 gezeigt.

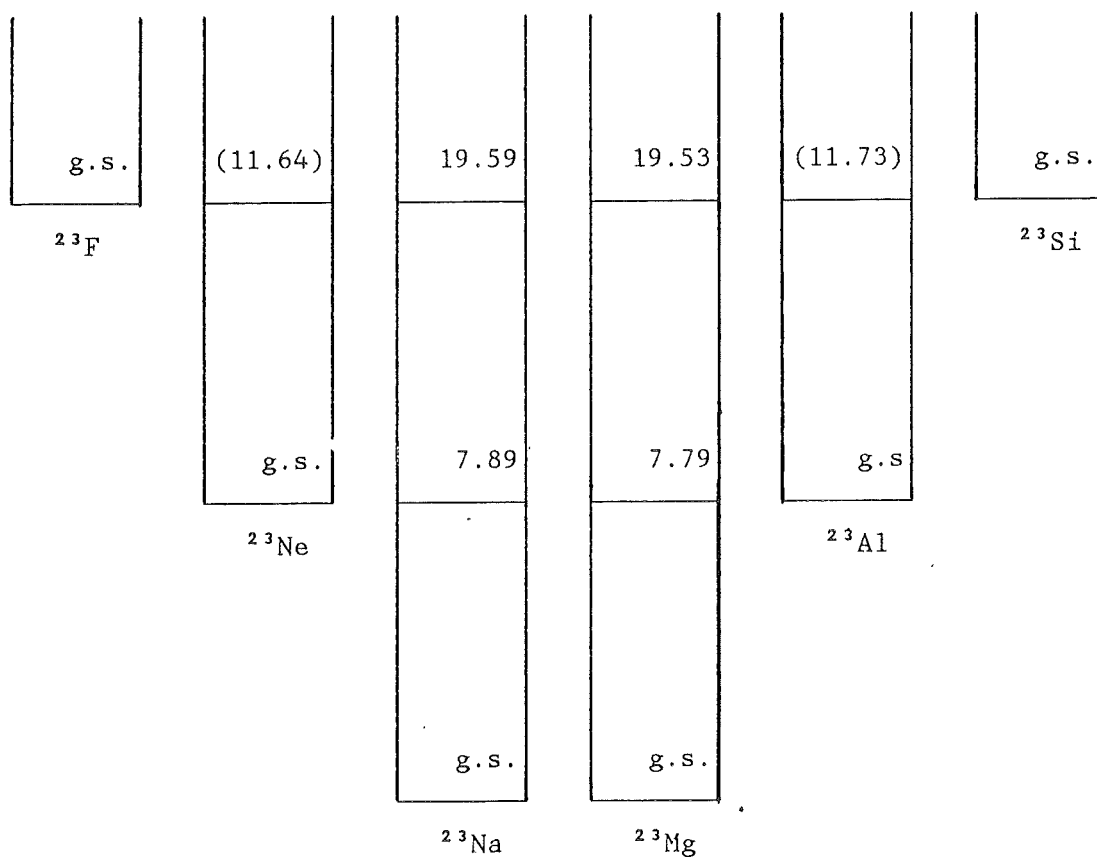


Fig. 2.1: Niveauschema eines Massenmultipletts nach Abzug der Coulombenergien und Neutron - Proton Massendifferenzen am Beispiel der Masse $A = 23$ (Werte der Anregungsenergien in MeV).

Fast alle bekannten Analogzustände mit $T > 1$ sind instabil gegenüber Teilchenzerfall. Der Teilchenzerfall ist bei einigen $T > 1$ - Zuständen nur unter Verletzung der Isospinerhaltung möglich. Für die in der vorliegenden Arbeit untersuchten untersten $T=5/2$ -Niveaus gilt:

In ^{23}Mg sind alle energetisch offenen Teilchenzerfallskanäle Isospin-verboden.

In ^{11}C ist ab einer Schwellenenergie $E_x \approx 32.7$ MeV der Isospin-erlaubte Zerfall $^{10}\text{B}(E_x \approx 24.0 \text{ MeV}; T=2) + p$ auch energetisch offen. Dieser unterste $T = 2$ Zustand im ^{10}B ist jedoch bislang unbekannt und seine Anregungsenergie wurde mit dem Programm ANALOG (siehe Anhang) abgeschätzt zu $E_x = 24.0 \pm 0.2$ MeV. Der bei $E_x = 34.0 \pm 0.4$ MeV in

^{11}C erwartete erste $T=5/2$ Analogzustand ist nach dieser Abschätzung ca. 1.3 MeV ungebunden gegen diesen Teilchenzerfall.

2.2 LADUNGSABHÄNGIGKEIT DER BINDUNGSENERGIE IN MASSENMULTIPLETTS

Beim Übergang von einem ("Parent"-) Zustand zu einem analogen Zustand, d.h. einem Zustand gleicher Nukleonenzahl und gleicher Nukleonenkonfiguration mit Austausch eines Neutrons in ein Proton durch den Isospin - Erniedrigungs - Operator T^- verursacht die elektrische Ladung des neuen Valenzprotons sowie die Neutron - Proton - Massendifferenz eine Änderung der Gesamtbindungsenergie. Die Größe der Energieverschiebung ΔE_c aufgrund der Coulomb - Wechselwirkung ist bestimmt durch die Ladungsverteilungen im "Core" und der Valenznukleonen. Da die Coulomb - Wechselwirkung zwischen den Valenznukleonen sehr empfindlich von den Details der Wellenfunktionen abhängt, bietet die genaue Messung der Coulombenergien einen sensitiven Test für Schalenmodellrechnungen (WHI 76).

Hauptziel des Studiums der Coulombenergien sind:

- 1.) die globale Abhängigkeit der Coulombenergien von A und Z zu verstehen.
- 2.) detailliertere Vorstellungen von der Struktur von isobaren Kernen zu erhalten.
- 3.) Ladungsverteilungen und Coulombradien der Kerne zu bestimmen.
- 4.) Informationen über andere ladungsabhängige Effekte wie z.B. ladungsabhängige Kernkräfte zu erhalten.

Alle diese Fragen sind natürlich nicht unabhängig voneinander. Eine empfindliche Prüfung der Gültigkeit des Schalenmodells bei höheren Anregungsenergien ist die Messung und der Vergleich der Massen von analogen Zuständen in Isobarenmultipletts.

2.3 DIE ISOBARIC MULTIPLY MASS EQUATION (IMME)

Da der Isospin-verletzende Anteil der Kernkraft und die Coulombkraft relativ zur Größe der Kernkraft klein sind, lassen sich die Massen der Angehörigen eines Isobarenmultipletts in Störungsrechnung bestimmen.

Unter den Annahmen, daß sich die störenden, ladungsabhängigen Anteile der Kernkraft nur aus Zwei-Körper-Kräften zusammensetzen, gilt in erster störungstheoretischer Näherung (WIG 57, BEN 79):

$$(2.2) \quad M(A, T, T_z) = a + b T_z + c T_z^2$$

Die Koeffizienten a , b und c ändern sich sowohl mit der Massenzahl A (BEN 79, GUH 78) als auch - weniger stark - mit dem Isospin T . M ist der Massenüberschuß des Kerns mit der Massenzahl A , dem Isospin T und dessen z -Komponente T_z .

Mit $b^* = b - (M_n - M_p)$ ergibt sich aus der quadratischen IMME (2.2) die Coulomb-Verschiebungsenergie ΔE_c zwischen zwei Kernen mit T_z und T_z' eines $T \geq 1$ Multipletts zu

$$(2.3) \quad \Delta E_c = b^*(T_z - T_z') + c(T_z^2 - T_z'^2)$$

Im Falle von $T = 5/2$ Sextetts gibt es fünf verschiedene Coulombverschiebungsenergien zwischen den Angehörigen des Sextetts. Gleichung (2.3) zeigt jedoch, daß bereits zwei unabhängige Parameter zur Beschreibung der Coulomb - Verschiebungsenergien ausreichen, die durch die Koeffizienten b und c der IMME - Beziehung dargestellt werden. Figur 2.2 zeigt die Auswirkung dieser Koeffizienten auf den Massenüberschuß der Angehörigen eines Isobarensextetts. Die Größe b^* entspricht genau der Coulomb - Verschiebungsenergie der $T_z = \pm 1/2$ Kerne.

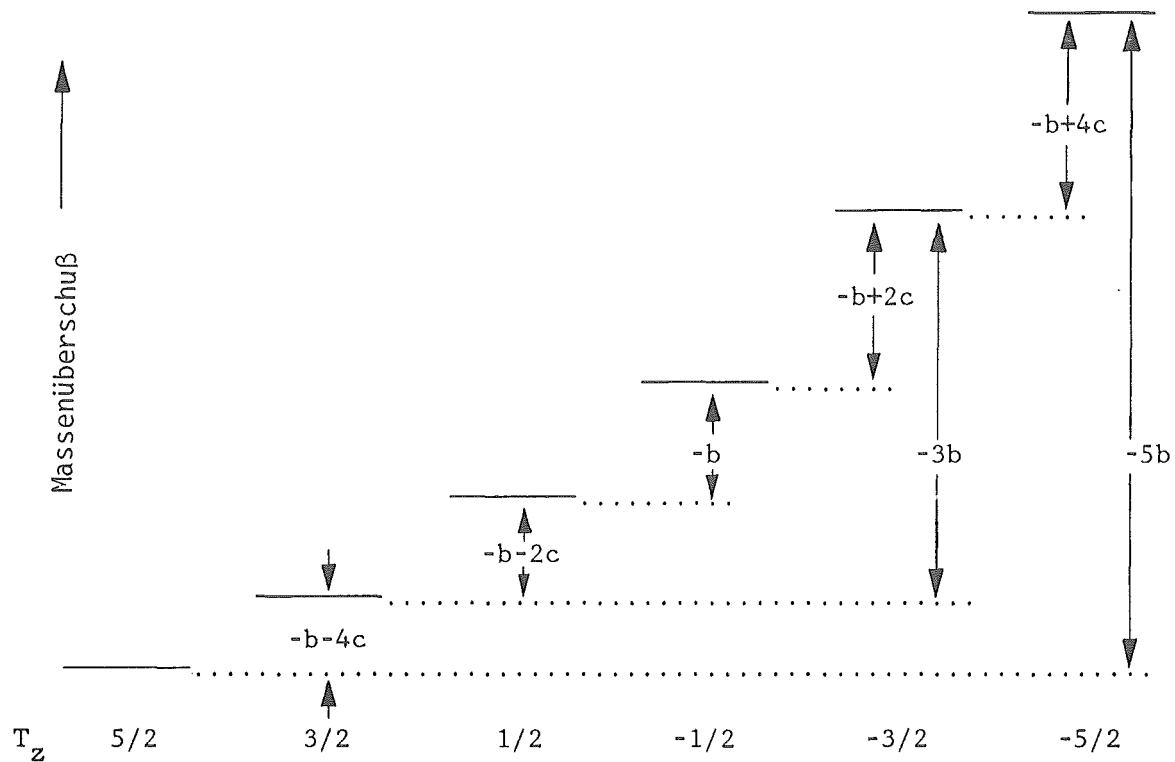


Fig. 2.2: Auswirkungen der IMME-Koeffizienten b und c auf den Massenüberschuß in $T = 5/2$ Multipletts unter der Annahme, daß d' , e' und $f' = 0$.

Wäre $c = 0$, so wäre die Verschiebung zwischen benachbarten Zuständen gleich. Die Aufspaltung zwischen Zuständen mit $T_z = \pm T_z'$ ist jeweils $-2T_z b$. Daher gilt für die Coulomb - Verschiebungsenergie dieser Kerne :

$$\begin{aligned} \Delta E_c(T_z = \pm 5/2) &= 5\Delta E_c(T_z = \pm 1/2) \quad \text{und} \\ \Delta E_c(T_z = \pm 3/2) &= 3\Delta E_c(T_z = \pm 1/2) \end{aligned} \quad (2.4)$$

Da die Koeffizienten b negativ und c positiv sind, nimmt die Verschiebung benachbarter Zustände linear mit T_z um jeweils $2c$ ab.

Um zu verstehen, welche physikalischen Informationen die Koeffizienten b und c beinhalten, muß deren Ursprung näher beleuchtet werden. Bei der Umwandlung eines Neutrons in ein Proton erhöht der Isospin - Erniedrigungs - Operator die Ladung des Kerns. Damit erhöht sich die Energie aufgrund der COULOMB - Wechselwirkung zwischen dem neuen geladenen Proton und dem "Core". Da diese Energie eine konstante Verschiebung zwischen den $T = 5/2$ - Kernen bewirkt, ist sie in dem Koeffizienten b enthalten. Andererseits

erzeugt die durch das Hinzufügen eines neuen Protons zu den Valenzprotonen vergrößerte elektrostatische Abstoßung zwischen den Valenzprotonen einen Energieterm, der sich bei jeder Anwendung des Isospin - Erniedrigungs - Operators um einen festen Betrag erhöht und *nicht* konstant ist. Daher reagiert der Koeffizient c besonders empfindlich auf die Wellenfunktion der Valenznukleonen, während der Koeffizient b eher die mittleren Eigenschaften des "Core", wie z.B. den Coulombradius oder die Paarungsenergie, beschreibt (BEN 79).

Sind die durch die Coulombwechselwirkung bewirkten - normalerweise sehr kleinen - Isospin-Beimischungen z.B. durch sehr nahe liegende Zustände genügend groß, verändern sich die Wellenfunktionen der $2T+1$ isobaren Analogzustände so stark, daß eine störungstheoretische Behandlung erster Ordnung nicht mehr ausreicht. Eine störungstheoretische Rechnung zweiter Ordnung führt zu einer Gleichung vierten Grades in T_z (JÄN 69). Ebenso können Mehr-Körper-Kräfte zu einer Abweichung von (2.2) führen. Die Beobachtung einer Abweichung von der quadratischen Form der IMME ist prinzipiell erst bei Multipletts mit mehr als drei Angehörigen, d.h. mit einem Isospin $T \geq 3/2$ möglich.

Da die Koeffizienten b und c innerhalb einer Isobaren - Familie sich nur wenig mit dem Isospin T ändern, können die für ein Multiplett mit $T = T_1$ bestimmten Koeffizienten zur groben Massenvorhersage von Zuständen mit höherem Isospin $T = T_2 > T_1$ in den gleichen Kernen benutzt werden (siehe Anhang, Programm ANALOG).

Vollständige Isobaren-Sextette mit Isospin $T = 5/2$ bieten prinzipiell die Möglichkeit, Massenrelationen bis zur 5. Ordnung festzulegen:

$$(2.5) \quad M(A, T, T_z) = a' + b' T_z + c' T_z^2 + d' T_z^3 + e' T_z^4 + f' T_z^5$$

Die Koeffizienten d' , e' und f' der erweiterten IMME werden jedoch als sehr klein im Vergleich zu c' erwartet. Wegen der folgenden Beziehungen ist für die Bestimmung von d' eine möglichst genaue Messung der Massendifferenz der Kerne mit $T_z = \pm 1/2$ wesentlich wichtiger als die Messung der Massendifferenz der $T_z = \pm 3/2$ Partner.

$$(2.6) \quad d' = \frac{1}{48} (34(M(-1/2) - M(+1/2)) - 13(M(-3/2) - M(+3/2)) + (M(-5/2) - M(+5/2)))$$

$$e' = \frac{1}{240} (M(-1/2) + M(+1/2) - 15(M(-3/2) + M(+3/2)) + 5(M(-5/2) + M(+5/2))) \quad (2.7)$$

$$f' = \frac{1}{240} (2(M(+1/2) - M(-1/2)) - (M(+3/2) - M(-3/2)) + 2(M(+5/2) - M(-5/2))) \quad (2.8)$$

Die Massendifferenz der $T_z = \pm 5/2$ Kerne spielt für d' demgegenüber nur eine untergeordnete Rolle. Der Koeffizient e' dagegen hängt sehr stark von der Massensumme der $T_z = \pm 3/2$ und $T_z = \pm 5/2$ Kerne ab. Eine Isospin-Beimischung von Zuständen mit geringerem Isospin $T = T_1$, die aufgrund der Coulombwechselwirkung bei allen $T_z = \pm 1/2$ und $T_z = \pm 3/2$ Kernen eines Sextetts mehr oder weniger stark auftritt, führt, bei jeweils gleichen Massenänderungen in den $T_z = \pm 1/2$ und $T_z = \pm 3/2$ Kernen, wegen (2.6) kaum zu Änderungen des d' -Koeffizienten, aber zu relativ starken Änderungen in e' .

Die quadratische Form der IMME hat sich in der Vergangenheit vor allem aus zwei Gründen sehr bewährt:

1. Die meisten physikalischen Effekte, die einen Einfluß auf die Massenrelationen in Isobaren-Massenmultipletts haben, tragen überwiegend nur zu dem linearen und dem quadratischen Term bei.
2. Auswirkungen auf Terme höherer Ordnung in der IMME sind so klein, daß die z.Zt. mögliche Genauigkeit der Massenmessungen über direkte Reaktionen i.a. nicht ausreicht, um signifikante Aussagen über von Null verschiedene Koeffizienten d' , c' und f' machen zu können.

Bisher gibt es nur ein Massenmultiplett ($A=9$) bei dem definitiv ein Koeffizient $d \neq \text{Null}$ gemessen wurde.

Die Untersuchung von Massenmultipletts mit $T = 5/2$ kann durch die Messung der T - Abhängigkeit der IMME-Koeffizienten b und c sowie durch die Bestimmung der Größe der Koeffizienten d' , e' und f' Klarheit darüber bringen, inwieweit die Schalenmodellvorstellungen auch bei großem Protonen- oder Neutronenüberschuß noch Gültigkeit behalten.

2.4 MASSENVORAUSSAGEN VON ISOBAREN - MULTIPLSETTS

Der Massenüberschuß M^a eines Analogzustandes mit dem Isospin T in einem Kern mit der Massenzahl A und $T_Z = (N-Z)/2$ läßt sich aus dem Massenüberschuß M^P des "Parent" - Kerns mit $|T_Z^P| = T$ und der Coulomb - Verschiebungsenergie ΔE_c berechnen zu

$$(2.9) \quad M^a = M_{g.s.}^P - (T_Z^P - T_Z^a)(M_n - M_p) + \Delta E_c$$

Dabei ist $M_n - M_p$ die Massendifferenz von Neutron und Proton. Daraus ergibt sich die Anregungsenergie E^a im analogen Kern zu

$$(2.10) \quad E^a = M^a - M_{g.s.}^P$$

Die Coulomb - Verschiebung läßt sich grob durch die Berechnung der Coulombenergie einer mit Ze geladenen Kugel von der Größe des Kerns abschätzen zu

$$(2.11) \quad E_c(Z,A) = 0.6 Z(Z-1)/A^{1/3}$$

Da diese Abschätzung die Schalenstruktur der Atomkerne nicht berücksichtigt, kann sie auch nur auf einige hundert keV genaue Angaben machen.

Kürzlich durchgeführte semiempirische Schalenmodellrechnungen (COM 83) bieten mit analytischen Ausdrücken, die durch die Anpassung von 21 Parametern an 288 experimentelle Coulomb - Verschiebungsenergien mit einer Standardabweichung von $\sigma = 45$ keV bestimmt wurden, eine wesentlich genauere Abschätzungsmöglichkeit. Allerdings ergeben sich hier Probleme wenn die Valenznukleonen verschiedene Schalen besetzen (siehe Anhang B).

Unter der Annahme, daß sich die Koeffizienten b und c der IMME-Gleichung innerhalb einer Isobaren - Familie von einem Multiplett mit $T = T_1$ zu den höheren Multiplsetts mit $T = T_2 > T_1$ nicht ändert, lassen sich die Anregungsenergien E^a auch aus den bekannten IMME - Koeffizienten abschätzen :

$$(2.12) \quad E^a = M_{g.s.}^P - M_{g.s.}^a + b(T_Z^a - T_Z^P) + c((T_Z^a)^2 - (T_Z^P)^2) \quad (2.12)$$

Tabelle 2.1 zeigt die mit dem Program ANALOG (siehe Anhang A.4) berechneten erwarteten Anregungsenergien für die in dieser Arbeit untersuchten $T = 5/2$ Analogzustände in ^{23}Mg und ^{11}C .

Tabelle 2.1

Berechnete Anregungsenergien von $T = 5/2$, $T_z = 1/2$ Analogzuständen

"Parent" Kern	Massen- überschuß (keV)	$T = 5/2$ Analogzustand	Anregungsenergie E_a (keV)		
			Ajzenberg- Selove	Comay, Jaenecke	IMME
${}^1\text{Li}$	40902	${}^1\text{C}$	34380	34038	33593
${}^2\text{F}$	3353	${}^2\text{Mg}$	19138	19445	19366
Referenz (WAP 85)			(AJZ 84)	(COM 83)	(BEN 79)

Kürzlich durchgeführte ${}^{22}\text{Ne} + p$ Resonanzmessungen (EVE 85) zeigen einen Kandidaten für eine $T = 5/2$ Resonanz bei $E_x = 19586 \pm 2$ keV in ${}^{23}\text{Na}$. Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit den Abschätzungen nach (COM 83) sowie der IMME-Abschätzung. Der entsprechende $T = 5/2$ Analogzustand im Nachbarkern ${}^{23}\text{Mg}$ wird daher bei einer Anregungsenergie $E_x \approx 19.60$ MeV erwartet.

Voraussagen für Energien von Analogzuständen in anderen Kernen und Multipletts sind in Anhang B zu finden.

3.0 EXPERIMENTELLE METHODEN UND MESSUNGEN

Die Messungen wurden mit dem Magnetspektrographen BIG KARL (MAR 83) am Zyklotron des Instituts für Kernphysik der Kernforschungsanlage Jülich mit einem ^3He -Teilchenstrahl bei verschiedenen Energien durchgeführt.

3.1 ZYKLOTRON UND STRAHLFÜHRUNG

Mit dem Jülicher Isochronzyklotron (JULIC) (ALD 81) können Protonen, Deuteronen, Heliumkerne und Alphateilchen im Bereich von 22.5 bis 45 MeV pro Nukleon beschleunigt werden. Für ^3He steht ein Energiebereich von 67.5 bis 135 MeV zur Verfügung. Wegen der hohen negativen Q-Werte ($Q = -13.407$ MeV für ^{26}Mg , $Q = -10.296$ MeV für ^{14}C) für ($^3\text{He}, ^6\text{He}$) Reaktionen an den untersuchten Kernen und der hohen Anregungsenergie ($E_x = 19.5$ bzw. 34.5 MeV) sind die hohen ^3He -Energien des Jülicher Zyklotrons bestens geeignet diese Messungen durchzuführen. Fig. 3.1 zeigt im Grundriß das Jülicher Beschleunigerlabor mit Zyklotron, Strahlführung und BIG KARL.

Im dispersiven Mode erlaubt das S-förmige Doppelmonochromatorsystem (AM1, AM2) eine Verbesserung der Energieschärfe des ^3He -Strahls auf dem Target bis zu $\Delta E/E = 10^{-4}$ bei 20 nA Strahlstrom durch Phasenraumbeschneidung mittels der Schlitze DS1 (zwischen SM1 und AQ1), IS (zwischen AM1 und AM2) und DS2 (zwischen AQ2 und SM3).

Im achromatischen Mode wird der gesamte aus dem Zyklotron extrahierte Strahl mit einer Energieauflösung von $\Delta E/E \approx 3 \times 10^{-3}$ zum Target transportiert. Um dennoch eine ausreichende Energieauflösung in der Fokalebene des Spektrographen zu erreichen, muß die Ionenoptik der Strahlführung, abhängig von der untersuchten Reaktion, der Ionenoptik des Magnetspektrographen angepaßt werden ("Matching").

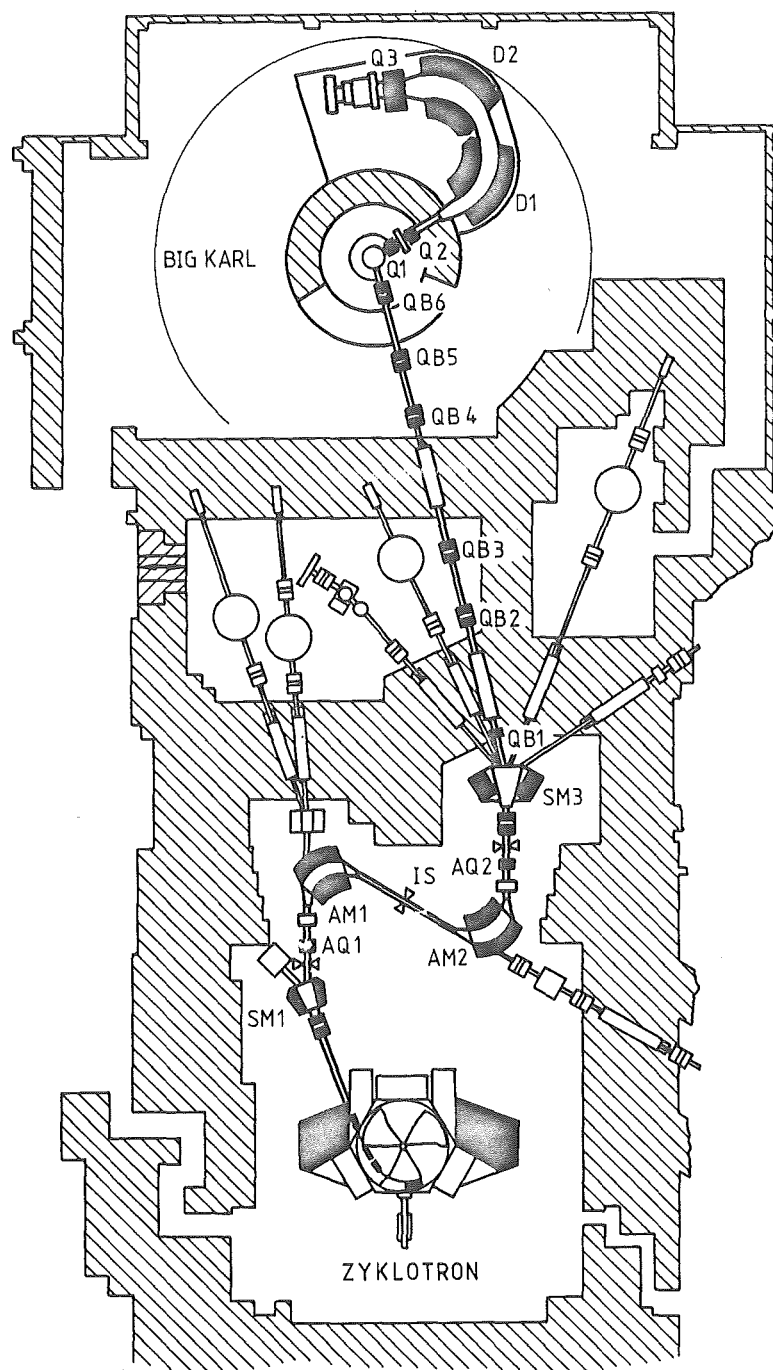


Fig. 3.1: Grundriß des Jülicher Beschleunigerlabors mit Zyklotron, Strahlführung und Magnetspektrograph BIG KARL

SM - Schaltmagnete, AQ und QB Quadrupole, AM - Dipolmagnete des Doppelmonochromators, Q - Quadrupole und D - Dipole des BIG KARL

Der Ort, an dem ein Reaktionsprodukt die Fokalebene des Spektrographen erreicht, hängt in erster Näherung von den Startkoordinaten (x_0, θ_0, δ_0 am Eingangsschlitz des Strahlführungssystems, θ_2 hinter dem Target) des Teilchenstrahls in der folgenden Form ab (siehe z.B. (MAR 83)):

$$\begin{aligned} x = & (s_{11}b_{11}^T - s_{16}b_{21}^K) x_0 \\ & + (s_{11}b_{12}^T - s_{16}b_{22}^K) \theta_0 \\ & + (s_{11}b_{16}^T - s_{16}b_{26}^K + s_{16}C) \delta_0 \\ & + (s_{12} + s_{16}K) \theta_2 \end{aligned} \quad (3.1)$$

b_{ij} = Elemente der Transportmatrix des Strahlführungssystems vom Zyklotronaustritt bis zum Target

s_{ij} = Elemente der Transportmatrix durch den Spektrographen vom Target bis zur Fokalebene

T = Targettransformation

$$T = \cos(\theta_{lab} - \phi_T) / \cos \phi_T$$

θ_{lab} = Streuwinkel

ϕ_T = Targetwinkel

C = Dispersionsanpassungsfaktor

$$C = \frac{p_1}{p_3} \frac{\partial p_3}{\partial p_1} (\theta_{lab})$$

K = Kinematikfaktor

$$K = \frac{1}{p_3} \frac{\partial p_3}{\partial \theta_{lab}}$$

p_1 = Impulsbetrag des Projektils

p_3 = Impulsbetrag des Ejektils

Wegen der endlichen Schwankungsbreite der Startkoordinaten und des großen Öffnungswinkels des Spektrographen wird dieser Ort für eine feste Anregungsenergie zu einer Linie verschmiert, deren Breite bei fester Startkoordinatenverteilung von der Größe der ionenoptischen Koeffizienten und der Reaktionskinematik abhängt. Insbesondere bei Reaktionen mit großem K-Wert, d.h. leichten Targetkernen und/oder schweren Ejektilen ist eine weitgehende Anpassung unumgänglich. Eine eingehende

Beschreibung dieser Anpassungen ist in (HÜR 81) zu finden. Mit der z. Zt. installierten Strahlführung ist eine vollständige Anpassung bei großem K-Wert wegen der großen Winkeldispersion b_{26} am Target praktisch nicht zu realisieren. Daher konnte für die hochauflösenden Q-Wert- bzw. Anregungsenergiemessungen der achromatische Mode nicht benutzt werden.

3.2 DER MAGNETSPEKTROGRAPH BIG KARL

Im Jahre 1979 wurde der im Jülicher Zyklotronlabor zur Spektroskopie geladener Teilchen entwickelte und gebaute Magnetspektrograph BIG KARL (MAR 83) in Betrieb genommen. Er besteht aus zwei Quadrupolen, zwei Dipolen und einem weiteren großen Quadrupol. Hervorstechende Eigenschaften dieses Spektrographen sind seine bis zu hohen Werten variable Dispersion ($D = 0 - 26 \text{ cm/\% } (\Delta p/p)$), eine senkrecht zur optischen Achse stehende Fokalebene der Länge etwa 1 m, sowie die Korrekturmöglichkeiten der optischen Aberrationen durch in die beiden Dipole eingelassene Windungen (HAL 73). Wegen der hohen möglichen Strahlenergie wurde der Spektrograph BIG KARL für ein Masse - Energie - Produkt von $mE/q^2 < 540 \text{ u} \times \text{MeV}$ ausgelegt, so daß beispielsweise auch 180 MeV Tritonen analysiert werden können. Fig. 3.2 zeigt in zwei Photographien den Spektrographen. Um den Targetort im Zentralpunkt ist die massive Betonabschirmung sichtbar. Der gesamte Spektrograph und die 150 Tonnen schwere Betonabschirmung um den sich in der Streukammer befindlichen Targetort sind auf Luftlagern beweglich und lassen sich in einem Winkelbereich von -10 bis 140 Grad ferngesteuert um das Target drehen, ohne daß dazu das Vakuum unterbrochen werden muß. Die Drehbewegung wird an der Streukammer durch eine differenziell gepumpte, gleitende Dichtung an einem Stahlband erreicht. Vier Helium-Kryopumpen mit Aktivkohle-beschichteten Kaltflächen und eine Turbopumpe sorgen in der Streukammer und im Spektrographen für ein Vakuum von besser als $1 \times 10^{-6} \text{ mbar}$ während der Experimente, so daß auch bei schwereren und vollionisierten Reaktionsprodukten wie ${}^6\text{He}$ die Wechselwirkung mit dem Restgas gering bleibt.



Fig. 3.2 a): Weitwinkelphoto des Spektrographen mit der Innenansicht der Betonabschirmung: zu sehen sind v.l.n.r. die beiden letzten Quadrupole der Strahlführung (QB61, QB62), die Streukammer, die Vakuumkammer der Eintrittsschlitze (SLX, SLY) und die beiden ersten Quadrupole (Q1 und Q2) des Spektrographen

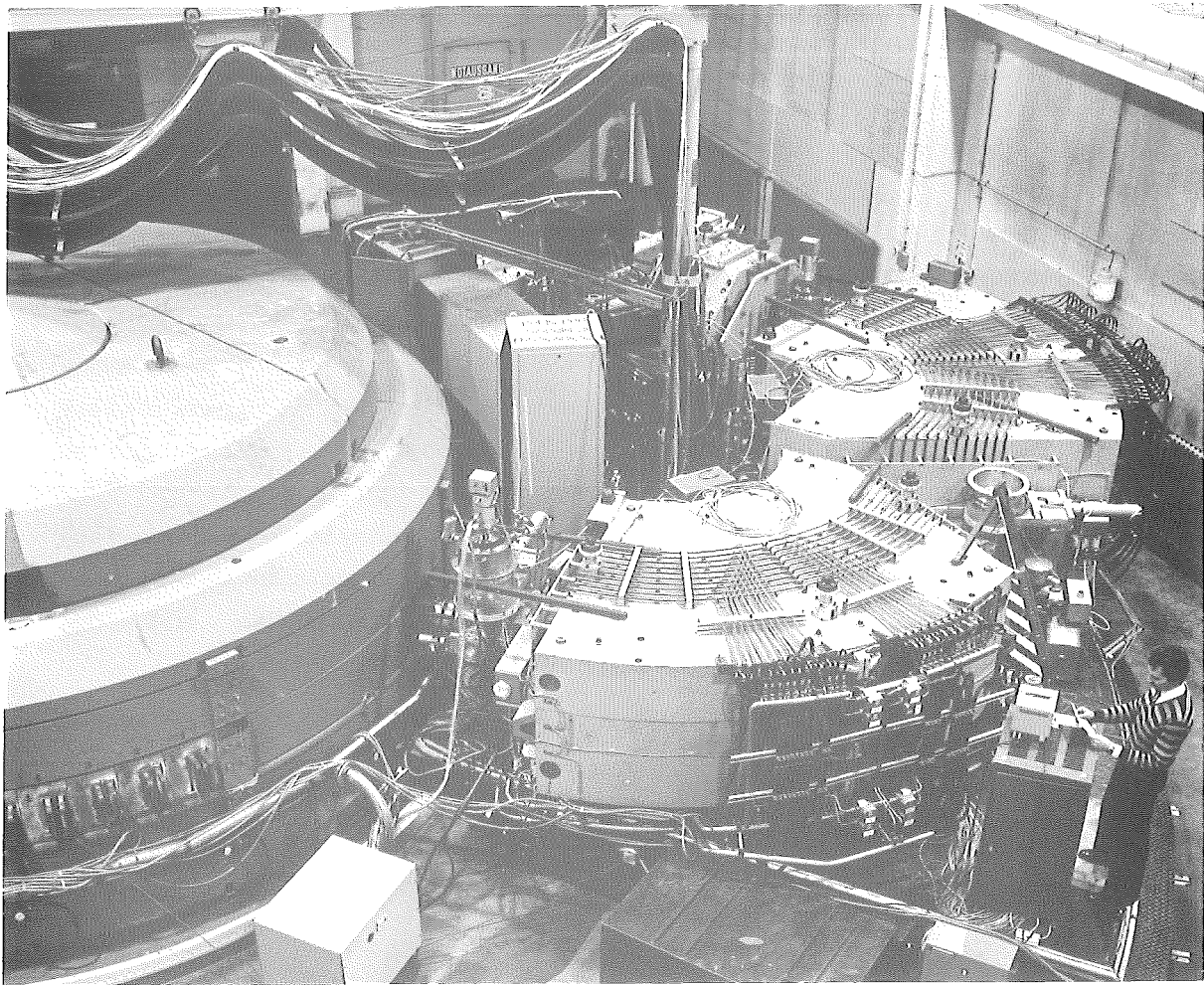


Fig. 3.2.b): Ansicht der geschlossenen Betonabschirmung (bei Strahlbetrieb) und des Supports mit den beiden Dipolen (D1 und D2) sowie dem dritten Quadrupol (Q3) und den Detektoren in der Fokalebene

Die Einstellparameter des Spektrographen werden über CAMAC von einem PDP 11/40 Computer gesteuert. Um eine gute Reproduzierbarkeit der Magnetfeldformen in den Dipolen zu erreichen, werden die Dipolmagnetströme durch Rechnersteuerung in einer genau definierten Prozedur zu ihrem Sollwert geändert: Zunächst steigt der Strom mit einer Änderungsgeschwindigkeit von 1% des Maximalstromes pro Sekunde bis zur Sättigung des Magneteisens. Nach zwei Minuten in der Sättigung wird der Strom mit 0.3 %/s zurückgenommen und erreicht mit einem 10 % Unterschwinger den Sollstrom. Nach weiteren 30 bis 40 Minuten hat sich das Feld in den 50 bzw. 70 t schweren Dipolmagneten bis auf $\Delta B/B \leq 1 \times 10^{-4}$ vom Endwert stabilisiert (siehe auch MEI 84). Bei kleinen Stromänderungen ist die Einlaufzeit wesentlich kürzer. Die Ströme der drei Quadrupole werden in einer iterativen Prozedur gesetzt, gesteuert durch Feldmessungen mit Hallproben an den Polschuhen der Magnete.

Zur Zeit stehen als ortsempfindliche Teilchennachweissysteme zwei Detektortypen am BIG KARL zur Verfügung, die es nach einigen methodischen Verbesserungen im Rahmen dieser Arbeit ermöglichen, leichte Schwerionen bis zur Massenzahl $A = 8$ auch bei hohem Untergrund nachzuweisen. Eine eingehende Beschreibung befindet sich in Kapitel 3.3.

Zur Datenaufnahme und -auswertung stand das in der KFA entwickelte schnelle Datenaufnahmesystem MEMPHIS (STO 80) mit 8 (16) Parametern an einer VAX - 11/780 zur Verfügung. Schnelle Online-Eichprogramme und Prozeduren (ATE 85), gestützt auf die besonderen Möglichkeiten des Betriebssystems VAX - VMS, waren zusammen mit dem MEMPHIS-System eine wesentliche Voraussetzung für die hier beschriebenen Experimente mit der Vieldrahtdriftkammer (Morriskammer).

3.3 DETEKTORSYSTEME

3.3.1 ORTSEMPFINDLICHE DETEKTOREN

Wegen der hohen Dispersion des Spektrographen sind die Anforderungen an die Ortsauflösung wesentlich geringer als das Auflösungsvermögen von ≤ 0.4 mm der MWPC-Vieldrahtkammer (KÖH 80). Bei exotischen Reaktionen, deren Ejektile schon im Target meist relativ hohe Energieverluste und Winkelstreuungen erleiden, ist die erzielbare Energieauflösung zudem durch die wegen der kleinen Wirkungsquerschnitte nötige Targetdicke und die ionenoptische Anpassung (siehe Kapitel 3.1) bestimmt.

Zu Beginn der vorliegenden Arbeit stand lediglich eine Vieldrahtkammer (MWPC, Multi-Wire-Proportional-Chamber) mit einer aktiven Fläche von $30 \text{ cm} \times 4 \text{ cm}$ (KÖH 80) zur Verfügung, die erfolgreich für Experimente mit leichten Ejektile (p , d , α) benutzt worden war. Die 30 cm - MWPC wurde im Jahre 1978 als ein Prototypdetektor für eine geplante 1 m - Kammer gebaut. Die Drähte der Anoden- und Kathodenebenen der MWPC sind unter einem Winkel von 45 Grad zur Horizontalen gespannt, so daß eine Ausdehnung der Detektorlänge in horizontaler Richtung auf 1000 mm und mehr nicht mehr die Längen der Anoden- und Kathodendrähte und die damit verbundenen mechanischen Mindestspannungen beeinflußt. Diese Anordnung bringt es mit sich, daß zur Bestimmung der X - Position wie der Y - Position jeweils die Informationen aus beiden Kathodenebenen benötigt werden.

Mit der MWPC konnten zunächst ${}^6\text{He}$ oder schwerere Teilchen aus Transferreaktionen nicht nachgewiesen werden, weil bei dem vorhandenen Aufbau des Detektorsystems ca. 20 cm nicht nutzbarer Gasraum vor dem Gasenergieverlustdetektor (ΔE_{Gas}) und ca. 30 cm toter Gasraum vor den Szintillationsdetektoren verhinderten, daß bei Normaldruck (1000 mbar) die ${}^6\text{He}$ die zur Identifizierung nötigen Detektoren erreichen konnten. Auch war die Gasverstärkung der MWPC nur bei wenig ionisierenden Teilchen und nur für ein Gasgemisch aus Argon, Isobutan und CO_2 (Magic Gas) gemessen worden. Die relativ hohe Dichte des Isobutans führt zu einem hohen Energieverlust und hoher Gasverstärkung, was bei Protonen durchaus wünschenswert ist, sich für ${}^6\text{He}$ und ${}^7\text{Li}$ aber eher ungünstig auswirkt.

Nach systematischer Messung der Gasverstärkung der MWPC und der Spannungsabhängigkeit der Kathodensignale konnten Betriebsarten gefunden werden, die mit sehr hoher Zuverlässigkeit eine Einstellung der MWPC auch für leichte Schwerionen wie ${}^6\text{He}$, ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ und ${}^8\text{He}$ ermöglichten. Fig 3.3 zeigt die gemessene Spannungscharakteristik der MWPC-Mittelkathodensignale. Die für die ${}^6\text{He}$ -Messung benutzte Betriebsspannung ist durch einen Pfeil gekennzeichnet und wurde so gewählt, daß die ${}^6\text{He}$ -Signale im dynamischen Arbeitsbereich der Vorverstärker lagen.

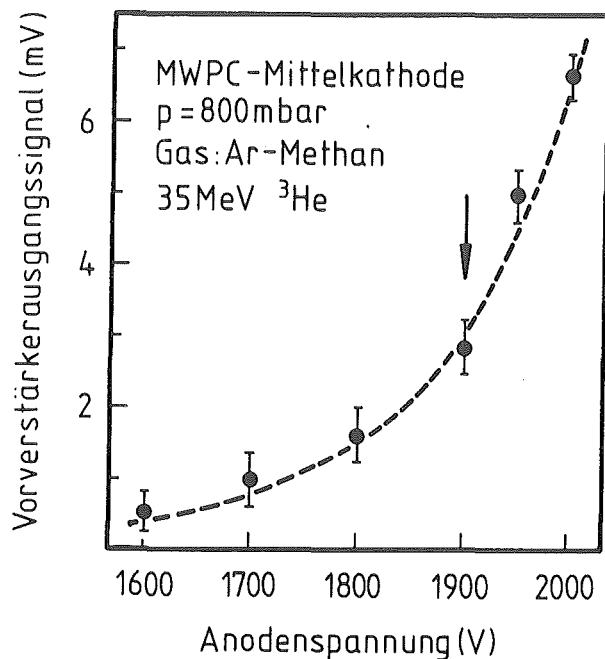


Fig. 3.3: gemessene Spannungsabhängigkeit der Ausgangssignale des Vorverstärkers der MWPC - Mittelkathode für ${}^3\text{He}$ bei einem Gasdruck von 800 mbar P10 Gas (90 % Argon und 10 % Methan). Der Pfeil markiert die später benutzte Betriebsspannung.

Zur Einstellung der Detektoren und der Nuklearelektronik wurden statt der vergleichsweise seltenen schweren Reaktionsprodukte (z.B. ${}^6\text{He}$) ${}^3\text{He}$ -

Projektilen mit einer Energie $E = 35 \text{ MeV}$ verwendet. Die ^3He - Ionen wurden an der Targetposition durch ein 400 mg/cm^2 dickes ^{12}C Target von 90 auf 35 MeV abgebremst. Durch Drehen des Targets wurde dessen effektive Dicke

$$d_{\text{eff}} = d / \sin (\alpha + \theta)$$

(d = Targetdicke, α = Targetdrehwinkel, θ = Streuwinkel)

so variiert, daß die gestreuten ^3He noch im Target im Mittel soviel Energie verloren, daß ihr Energieverlust $\Delta E_{^3\text{He}}$ in den Fokalebeneendetektoren etwa der gleiche wie der Energieverlust $\Delta E_{^6\text{He}}$ der energiereicheren, gesuchten ^6He - Ejektilen war:

$$\Delta E_{^3\text{He}} = \Delta E_{^6\text{He}}$$

Zur Verminderung der Gasverstärkung wurde ein Gemisch aus 90% Argon und 10% Methan als Zählgas (P10) benutzt. Um den Energieverlust der ^6He - Teilchen in der MWPC so gering zu halten, daß sie den ersten Szintillationsdetektor noch mit ausreichend hoher Energie erreichten, wurde nach den Vorexperimenten der Aufbau der Identifikationszähler geändert und der Gasdruck auf 800 mbar abgesenkt.

Die vorhandene mechanische Gasregelung reichte nicht aus, um die für eine konstante Gasverstärkung nötige Druckkonstanz bei den sehr kleinen Gasdurchflußraten zu garantieren. Daher wurde eine neue elektronische Gasdruck- und Durchflußregelung entworfen und ausgelegt. Durch ein Zwei-Kammern-System ist die wegen der Konstanz der Gasmischungsverhältnisse nötige Durchflußregelung von der Regelung des Drucks in der Detektorkammer entkoppelt. Eine Änderung der Mischungsverhältnisse oder der Art des zugeführten Gases läßt sich daher leicht und schnell durchführen. Durch mehrere Zweipunktregelungen mit Schalthysterese, die ab einstellbaren Differenzen zum Solldruck wirken, ist trotz des kleinen Gasdurchflusses im normalen Regelbetrieb (ca. 4 l/h bei Normaldruck) ein schnelles Abpumpen (bis auf Feinvakuum) und Füllen von druckfesten Detektorkammern durch zusätzliche Versorgungs- bzw. Pumpzweige bei Durchflüssen von ca. 1 m³/h (bei Normaldruck) möglich. Zum Schutz der Vakuumfenster und der Detektoren wird jeglicher Gasstrom abgeschaltet, sobald eine von zwölf möglichen Störmeldungen anliegt. Der absolute Druck in der Detektorkammer sowie der Störzustand werden über einen Multiplexer an den Steuerrechner gemeldet. Die Anlage wurde im Rahmen einer Ingenieur-

arbeit (JAN 82) aufgebaut und ist seitdem fehlerfrei bei allen BIG KARL Experimenten für alle Gas-Detektortypen im Einsatz.

Seit etwa 2 Jahren steht am BIG KARL neben der MWPC ein zweites System zur Messung der Position in der Fokalebene zur Verfügung. Es handelt sich um eine Vieldraht-Driftkammer mit Drahtauslese über Verzögerungsleitungen (Morriskammer) (ATE 85). Neben der wesentlich größeren aktiven Fläche von $90 \text{ cm} \times 7 \text{ cm}$ hat dieser Detektor als weiteren Vorteil gegenüber der MWPC eine geringe Flächenbelegung mit nur 223 Nachweisdrähten in horizontaler Richtung und 19 Drähten in vertikaler Richtung. Die Ortsauflösung dieses Detektors wurde mit $\leq 0.2 \text{ mm}$ gemessen (ATE 85). Da bei diesem Kammertyp das Ortsspektrum mit einem schnellen Rechner aus den drei Parametern Drahtnummer, Driftzeit und Kathodensignum erst zusammengesetzt wird, und zumindest bei den beiden erstgenannten Parametern die nötige Eichung - besonders bei stark unterschiedlich ionisierenden Ionen - von der Teilchenart abhängig ist, ergeben sich bei hochauflösenden Experimenten mit sehr seltenen Teilchen Eichprobleme während des Experiments, die jedoch nach dem Experiment durch eine akurate Eichung auf der Basis der gespeicherten Meßdaten beseitigt werden können.

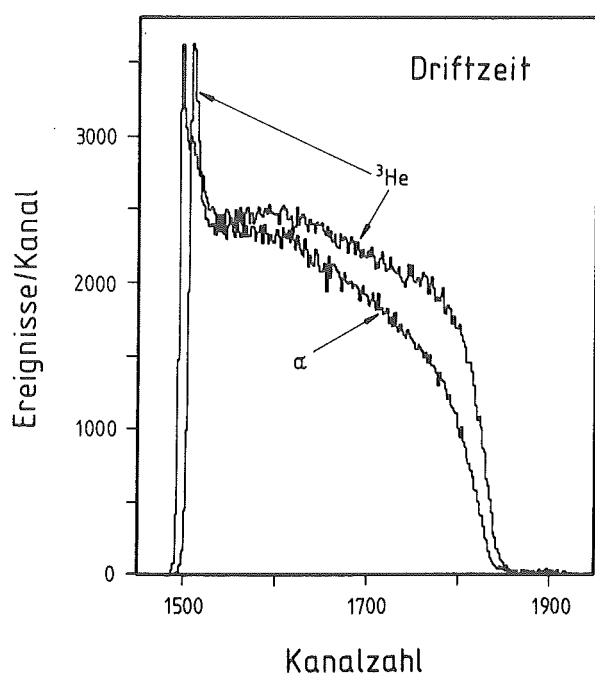


Fig. 3.4: Driftzeitspektren für verschiedene Teilchen bei der Morriskammer.

Figur 3.4 zeigt die unterschiedlichen Formen des Driftzeitspektrums für gleichzeitig gemessene ^3He - und α -Teilchen. Will man systematische Unlinearitäten in der Positionsmessung vermeiden, so muß für jede Teilchenart eine eigene Driftzeiteichung erfolgen.

Ein Nachteil der Vieldrahtdriftkammer für die Messung von schweren Ionen ist es, daß sie aufgrund ihrer leichten Konstruktion nur bei Luftdruck betrieben werden kann. Durch den modularen Aufbau ist es jedoch möglich, in wenigen Minuten - auch während des Experiments - die Detektoranordnung zu ändern, bzw. defekte Detektoren auszuwechseln. Bei sehr gedrängtem Aufbau war die Messung von ^6He möglich, so daß nun hochaufgelöste ^6He Spektren mit einem Anregungsenergiebereich von fast 20 MeV in einer einzigen Einstellung gemessen werden können.

3.3.2 TEILCHENIDENTIFIKATIONSMETHODEN

Aus der Bewegungsgleichung für geladene Ionen in einem homogenen und statischen Magnetfeld senkrecht zur Bewegungsrichtung ergibt sich, daß nicht nur die zu messenden Teilchen die Fokalebene des Spektrographen erreichen, sondern alle Reaktionsprodukte, die diesselbe magnetische Steifigkeit

$$(3.2) \quad B\rho = \frac{m v}{q} = \frac{p}{q}$$

mit der Ladung q , der Geschwindigkeit v und der Masse m besitzen. In nichtrelativistischer Näherung (Impuls $p = \sqrt{2mE}$) werden durch das Dipolfeld des Spektrographen alle geladenen Reaktionsprodukte mit gleichem Impuls/Ladungs-Verhältnis an die gleiche Stelle in der Fokalebene befördert. Werden durch einen Primärstrahl im Target verschiedene Reaktionen ausgelöst, bei denen das Impuls/Ladungs-Verhältnis der Ejektile gleich ist, überdecken sich die entsprechenden Linien im orts-empfindlichen Fokalebenendetektor, und eine Trennung der Reaktionen allein durch das Spektrographenmagnetfeld ist nicht möglich.

Um Reaktionen mit vergleichsweise kleinen Wirkungsquerschnitten von den sie überdeckenden "unerwünschten" Reaktionen zu separieren, sind daher weitere unabhängige physikalische Eigenschaften der Ejektile gleichzeitig zu messen. In der vorliegenden Arbeit wurden daher eine Reihe von

Teilchenidentifikationsmethoden und Teilchenunterdrückungsmethoden angewandt, die im Folgenden beschrieben sind:

3.3.2.1 Gas-Energieverlustzähler

Ein mit Zählgas (hier meist Ar-Methan) gefülltes, dem Geiger-Müller-Zählrohr ähnliches Durchfluß-Zählrohr, das im Proportionalbereich betrieben wird, eignet sich zur Teilchenidentifikation in der Fokalebene. Die an den Anoden gesammelte Ladung ist dann der Primärionisation und damit dem Energieverlust der Teilchen proportional.

Nach Bethe-Bloch (LIV 37, BET 30, SKY 67) ist der Energieverlust von geladenen Teilchen ΔE in Materie gegeben durch

$$(3.3) \quad - \frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4 N Z}{m_e v^2} \left(\ln \frac{2mv^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 - \sum_i (c_i/Z) \right)$$

mit e = Elektronenladung

m_e = Masse des Elektrons

z = Ladung des einfallenden Teilchens

Z = Ordnungszahl des Absorbers

N = Zahl der Atome pro cm^3 im Absorber

v = Geschwindigkeit des einfallenden Teilchens

I = mittleres Ionisationspotential der Atome im Absorber

$\beta = v/c$

c_i/Z = Schalenkorrektur für die i -te atomare Schale

Bei kleinen Geschwindigkeiten ist der Term vor dem Logarithmus \ln bestimmend, so daß sich für den Energieverlust in einem Zähler näherungsweise ergibt

$$(3.4) \quad \Delta E = \int - \frac{dE}{dx} dx \propto \frac{z^2}{v^2} \text{ Zähler}$$

Für eine Linie in der Fokalebene mit festem $B\rho$ und $q = z$ wird daraus für einen dünnen Gaszähler

$$(3.5) \quad \Delta E \propto \frac{z^2}{v^2} = \frac{m^2 z^2}{p^2} = \frac{m^2}{\frac{p^2}{q^2}} = \text{const. } m^2$$

Die Signalhöhe eines dünnen Gas-Energieverlustzählers, der als Durchflugzähler in der Fokalebene eines Spektrographen bei festem Magnetfeld betrieben wird, hängt also näherungsweise nur von der Masse des nachzuweisenden Teilchens ab.

$$(3.6) \quad \Delta E \propto m^2$$

In den hier beschriebenen Experimenten wurden nach Änderungen der Detektoranordnung wegen der in 3.3.1 beschriebenen, für leichte Schwerionen ungünstigen Geometrie für die Messungen mit der MWPC der in Fig. 3.5 skizzierte Einzeldrahtzähler (ΔE_{Gas} -Zähler) (KÖH 82) benutzt. Wegen der für die ${}^6\text{He}$ -Messungen nicht optimierten Geometrie betrug die gemessene Energieauflösung $\Delta E/E \leq 0.17$. Der ΔE_{Gas} -Zähler war während der Messung einige Millimeter hinter der MWPC im selben Gasraum montiert, so daß die Teilchen diesen Zähler ohne nennenswerten Energieverlust erreichen konnten. Ein gasdichtes Vakuumfenster hinter dem ΔE_{Gas} -Zähler ermöglichte ein Abpumpen der ca. 60 cm Driftstrecke bis zum ersten Szintillationszähler, so daß auch Teilchen mit Massen $A > 4$ diese konstruktionsbedingte Strecke überwinden konnten und erst im Szintillationszähler gestoppt wurden.

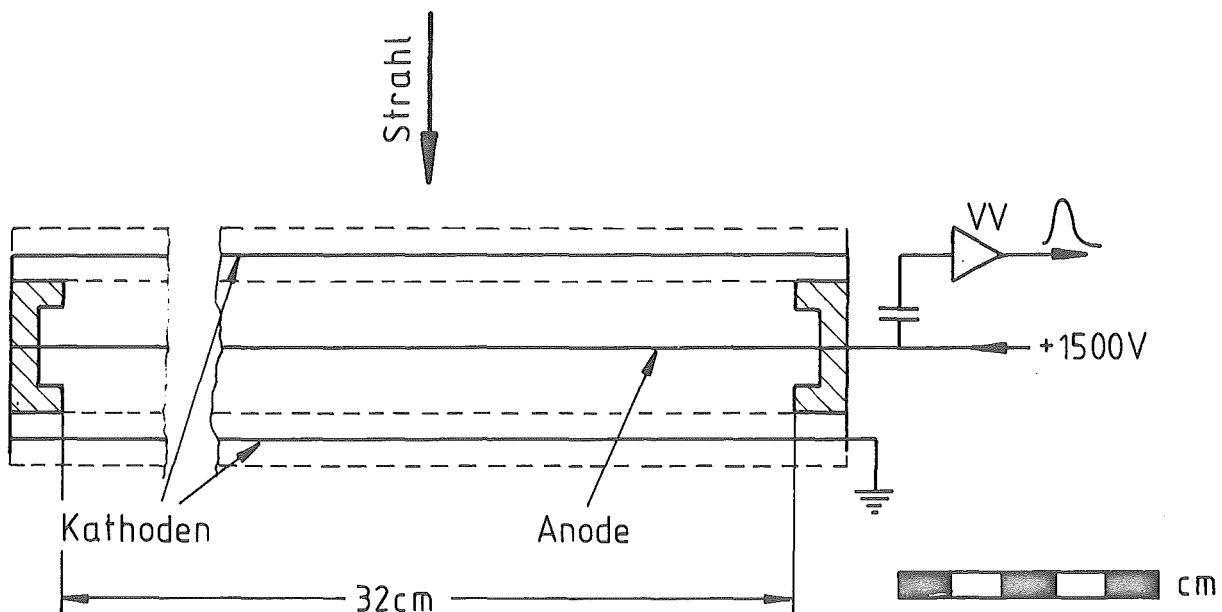


Fig. 3.5: ΔE_{Gas} -Zähler an der MWPC

Der gesamte Zähler mit Vorverstärker VV befindet sich im Gasraum der MWPC. Die Kathoden sind als aluminisierte Mylarfolien ausgebildet, die Anode besteht aus einem horizontal gespannten vergoldeten Molybdändraht mit dem Durchmesser von 30 μm . Die aktive Fläche beträgt 32 cm \times 3.5 cm.

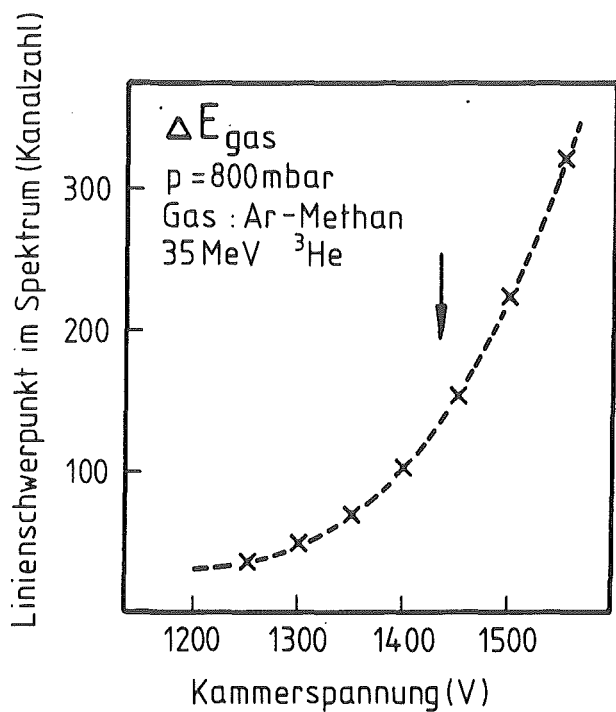


Fig. 3.6: Gemessene Spannungscharakteristik des ΔE_{Gas} -Zählers an der MWPC (Zählgas: 90 % Argon und 10 % Methan)

Auch für den ΔE_{Gas} -Zähler wurde die Spannungsabhängigkeit der Gasverstärkung gemessen. Das Ergebnis zeigt Fig. 3.6. Die für die ${}^6\text{He}$ -Ionen gewählte Betriebsspannung ist durch einen Pfeil gekennzeichnet.

Bei den Experimenten mit der Vieldrahtdriftkammer (Morriskammer) wurde ein vom Prinzip her ähnlicher ΔE_{Gas} -Zähler benutzt, der jedoch eine aktive Fläche von $104 \text{ cm} \times 10 \text{ cm}$ hat, um die gesamte Fläche der Morriskammer auszunutzen. Die in vertikaler Richtung gewünschte aktive Höhe von 10 cm wäre allerdings mit einem einzelnen Anodendraht bei einer Zählerdicke von 4 cm nicht zu erreichen gewesen. Daher wurden acht vergoldete Wolframdrähte mit einem Durchmesser von $20 \text{ }\mu\text{m}$ in Abständen von 11 mm horizontal gespannt. Die Anodendrähte wurden parallel über einen Vorverstärker an einer Kammerseite ausgelesen. Da es kein separates Gasdruckfenster gibt, übernehmen die aus aluminisiertem MYLAR bestehenden Kathoden gleichzeitig die Funktion, den Zählergasraum von der Umgebung zu trennen. Da der Zähler als Durchflußzähler mit leichtem Atmosphärenüberdruck betrieben wird, führt dies wegen des Ausbeulens der Gasfenster zu einer von der vertikalen Position abhängigen unterschiedlichen effektiven Zählerdicke und zu Feldinhomogenitäten. Dies hatte eine Verschlechterung der Energieauflösung zur Folge, die jedoch teilweise bei der Auswertung korrigiert werden konnte (siehe Kapitel 3.4.2.2).

Wegen der begrenzten Energieauflösung eines solchen Zählers reicht aber für (${}^3\text{He}$, ${}^6\text{He}$)-Messungen diese Identifizierungsmethode allein nicht aus.

3.3.2.2 Szintillationszähler

Im Szintillationszähler werden geladene Teilchen dadurch nachgewiesen, daß sie beim Durchflug durch das Szintillatormaterial Lichtblitze erzeugen, die von einem Photomultiplier registriert werden. Dabei ist das Ausgangssignal des Photomultipliers proportional zur Intensität des im Szintillatormaterial entstandenen Lumineszenzlichtes. Die Lichtausbeute eines Ions im Szintillationsmaterial bzw. die spezifische Fluoreszenz dL/dx ist bei kleinen Energien für schwach ionisierende Teilchen näherungsweise proportional zum Energieverlust im Szintillator. Bei höheren Energien ist das Ansprechverhalten von organischen Szintillatoren, wie am BIG KARL verwendet, auf stark ionisierende Teilchen eine nichtlineare Funktion der Teilchenenergie (BRO 79). Verschiedene semiempirische Parametrisierungen der Lichtausbeute gehen bislang von der Annahme aus,

daß sich die spezifische Fluoreszenz allein als Funktion des spezifischen Energieverlustes dE/dx ausdrücken läßt:

$$dL/dx = \frac{A \ dE/dx}{1 + B \ dE/dx} \quad (\text{BIR 51}) \quad (3.7)$$

$$dL/dx = \frac{A \ dE/dx}{1 + B \ dE/dx + C(dE/dx)^2} \quad (\text{CHO 52}) \quad (3.8)$$

$$dL/dx = \frac{A}{2 \ B} \ln (1 + 2 \ B \ dE/dx) \quad (\text{WRI 53}) \quad (3.9)$$

Messungen (BEC 76) zeigten jedoch bei schweren Ionen eine nicht zu vernachlässigende Abhängigkeit der Lichtausbeute L von der Teilchenart, genauer von der Ordnungszahl der Ionen. Eine Darstellung der Lichtausbeute für im Szintillator gestoppte Ionen als Funktion der Reichweite R und der Ordnungszahl Z erscheint daher passender. Becchetti et al. (BEC 76) geben folgende Parametrisierung:

$$L = k(Z) \ R \ (1 - \Delta(Z)) \quad (3.10)$$

mit: $k(Z)$: Z -abhängige Konstante, $k = 1.58 \times Z^{1.22}$

$\Delta(Z)$: berücksichtigt den Anteil der Reichweite, der kein Licht produziert. $\Delta(Z) = 0.042 \times Z$

Alle Messungen zeigen, daß bei organischen Szintillatoren die Lichtausbeute für schwerere Teilchen, die im Szintillator einen Energieverlust ΔE erleiden, wesentlich kleiner ist als für z.B. Protonen oder Deuteronen mit gleichem Energieverlust ΔE . Dies gilt umso mehr, wenn wie bei den hier beschriebenen Experimenten die schweren Ionen im Szintillator gestoppt werden. Um ein verwertbares Signal zur Teilchenidentifizierung zu erhalten, das sich merklich vom Rauschen abhebt, ist es daher wichtig, daß die schweren Ionen mit möglichst hoher Energie den Szintillator erreichen.

Für die Identifizierung der ${}^6\text{He}$ - Ionen wurden hinter dem ΔE_{Gas} -Zähler zwei Szintillationszähler von 110 cm Breite und 10 cm Höhe (MÜL 80) aus dem organischen Szintillatormaterial NE 110 mit einer Dicke von 1 cm und 9 cm benutzt. Die im Szintillator erzeugten Lichtblitze werden überwiegend durch Totalreflexion an den Oberflächen des Szintillators und jeweils

zweier an den Stirnenden angebrachter Plexiglaslichtleiter zu jeweils zwei Photomultipliern geleitet. Die elektrischen Signale werden einer Auswertelektronik zugeführt, die bei koinzidentem Ansprechen der jeweiligen zwei Photomultiplier ein positionskorrigiertes Zeitsignal sowie ein aus der Summe der jeweiligen zwei Einzelsignale gebildetes Analogsignal erzeugt. Die Höhe eines Analogsignals ist proportional zur Lichtausbeute und läßt sich aus den Gleichungen (3.7) bis (3.10) berechnen.

Im betrachteten Energiebereich durchfliegen leichte Ionen bis zur Masse $A = 4$ den 1 cm dicken Szintillator ($\Delta E_{\text{Plastik}}$) und werden im zweiten Szintillator (E_{Plastik}) gestoppt. Etwa ab $A = 5$ werden die Teilchen bereits im ersten Szintillator vollständig gestoppt, so daß für diese der E_{Plastik} - Zähler als Antikoinzidenzzähler benutzt werden kann.

Bei sehr günstigen kinematischen Bedingungen reichen die bislang beschriebenen Verfahren aus, um die bei exotischen Reaktionen mit Wirkungsquerschnitten im nb/sr - Bereich geforderte Unterdrückung der ($^3\text{He}, \alpha$) - Reaktion von ca. $1:10^4$ und der ^3He - Aufbruchsreaktion von ca. $1:10^7$ zu erreichen. Will man jedoch eine bessere Untergrundreduzierung bei allen Streuwinkeln erreichen, so müssen weitere Teilcheneigenschaften mitgemessen werden.

3.3.2.3 Flugzeitmessung

Die mittlere Flugzeit \bar{t} eines Reaktionsproduktes vom Target zu einem Stop - Detektor in der Fokalebene ist gegeben durch die mittlere Geschwindigkeit \bar{v} und die im Spektrographen zurückgelegte Wegstrecke s .

$$(3.11) \quad \bar{t} = s / \bar{v}$$

Wegen der relativ großen Wegstrecke s ist die Auflösung einer Flugzeitmessung vorwiegend durch die Geschwindigkeitsverteilung auf Grund des endlichen Öffnungswinkels und die unterschiedlichen Weglängen in den Dipolen und kaum durch die Zeitauflösung der Nachweisdetektoren oder deren Elektronik bestimmt.

Da bei festem Magnetfeld wegen (3.2) $v = \text{const.} (q/m)$ ist, ist die mittlere Flugzeit

$$\bar{t} \propto m / q \quad (3.12)$$

Eine Zeitmessung erlaubt also eine Trennung zwischen Teilchengruppen mit verschiedenem Masse - Ladungsverhältnis.

Als Stop - Signal bietet sich am BIG KARL ein laufzeitkompensiertes schnelles Zeitsignal ($\Delta t \leq 0.5$ nsec) aus dem $\Delta E_{\text{Plastik}}$ - Zähler mit einer Ansprechwahrscheinlichkeit nahe 100 % an. Ein schwieriges Problem stellt dagegen die Suche nach einem geeigneten Startzähler dar. Zwar bietet der BIG KARL mit einem horizontalen Fokus vor dem ersten Dipol eine ideale Stelle für einen kleinflächigen Startdetektor, aber um die Energieauflösung nicht durch Winkelstreuung oder Energieverschmierung am Startzähler zu verschlechtern, darf dieser für ${}^6\text{He}$ nur eine Materialdicke von maximal $500 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ haben.

Für die hier beschriebenen Experimente wurden zwei Startzähler getestet und auch eine Flugzeitmessung mit der Zyklotronfrequenz als Stop benutzt.

a) Ein Channeltron weist die aus einer $10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ dicken Kohlefolie von hindurchfliegenden Ionen in Vorwärtsrichtung herausgestossenen Elektronen nach, die über einen elektrischen Spiegel aus der Flugrichtung der Ionen abgelenkt werden (SON 81). Dieser Zählertyp wurde erfolgreich am MPI in Heidelberg bei Schwerionen eingesetzt. Es zeigte sich jedoch, daß bei den hier untersuchten ${}^6\text{He}$ zwar die Zeitauflösung ausreichend war, aber die geringe Elektronenausbeute zu einer Ansprechwahrscheinlichkeit von nur etwa 12 % führte, so daß er für diese Art von Experimenten mit ohnehin niedriger Statistik ungeeignet ist.

b) Ein mit Zählgas bei einem Druck von ca. 20 mbar gefüllter Parallelplatten-Avalanche-Zähler, dessen Elektroden aus mit Gold bedampften ultradünnen Polypropylenfolien bestehen, wurde ebenfalls getestet. Um die Feldhomogenität zwischen den Elektroden zu gewährleisten, war der Zähler mit zwei ultradünnen Polypropylenfolien, die über einer heißen Teflonplatte gestreckt wurden (RÖM 80) zur Vakuumseite hin abgeschlossen. Aber obwohl die Gesamtdicke mit etwa $600 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ schon eine leichte Verbreiterung der Linien im Ortsspektrum erkennen ließ, konnte auch mit diesem Zähler nur eine Ansprechwahrscheinlichkeit von etwa 20 % für die ${}^6\text{He}$ erreicht werden.

c) Benutzt man den $\Delta E_{\text{Plastik}}$ -Zähler als Start - Zähler und stoppt die Zeitmessung mit einem von der Phase der Zyklotronsenderfrequenz abgeleiteten Signal, so erhält man unter der Voraussetzung, daß zwischen dem am Target eintreffenden Teilchenpulk und der Zyklotronfrequenz eine konstante Phasenbeziehung besteht, ein inverses Flugzeitspektrum. Da aber die Periode der Zyklotronhochfrequenz mit etwa 33.8 ns nur ein Bruchteil der Teilchenflugzeiten im Spektrographen von 100 bis 400 ns beträgt, zeigt das Flugzeitspektrum je nach Kinematik verschiedene Mehrdeutigkeiten. Dafür hat man den Vorteil, daß die Ansprechwahrscheinlichkeit mit $\geq 99\%$ nur noch vom $\Delta E_{\text{Plastik}}$ -Zähler bestimmt wird.

3.3.2.4 Umladefolie

Etwa 10^{-7} der im Target mit großen Wirkungsquerschnitten elastisch und inelastisch gestreuten $^3\text{He}^{++}$ werden noch im Target umgeladen (KAT 82), indem sie ein Elektron einfangen. Da sie nun wie Tritonen ein Masse - Ladungsverhältnis von drei besitzen, passieren sie, wenn ihr Impuls gerade die Hälfte des ^6He Impulses beträgt, die Dipole des Spektrographen und werden nicht wie die zweifach geladenen, elastisch gestreuten ^3He zur Innenwand des ersten Dipols abgelenkt. Da sie durch eine Flugzeitmessung und den $\Delta E_{\text{Plastik}}$ -Detektor nicht von den ^6He unterschieden werden können, bilden sie wegen der vergleichbar hohen Zählrate einen nicht unerheblichen Untergrund im Spektrum. Diese einfach geladenen $^3\text{He}^+$ können jedoch durch eine ebenso einfache wie elegante Weise um den Umladungsfaktor (ca. 10^{-7}) unterdrückt werden: Nachdem der erste Dipol die vollionisierten ^3He auf die innere Dipolwand abgelenkt hat, können die übriggebliebenen $^3\text{He}^+$ mit einer Folie zwischen den beiden Dipolen umgeladen werden, indem sie ihr Elektron abstreifen. Da bereits bei sehr kleinen Foliendicken der Abstreifwirkungswirkungsquerschnitt und der Elektroneneinfangwirkungswirkungsquerschnitt im Gleichgewicht stehen (KAT 82), ist zur Umladung auch eine sehr dünne Folie ausreichend. Im Experiment wurde eine 2 μm dicke MYLAR-Folie hinter dem ersten Dipol hochgeklappt, so daß die umgeladenen ^3He im zweiten Dipol gegen die innere Wand abgelenkt wurden und daher nicht mehr die Detektoren erreichten.

In Fig. 3.7 ist die Anordnung der verschiedenen Detektoren und der Umladefolie skizziert.

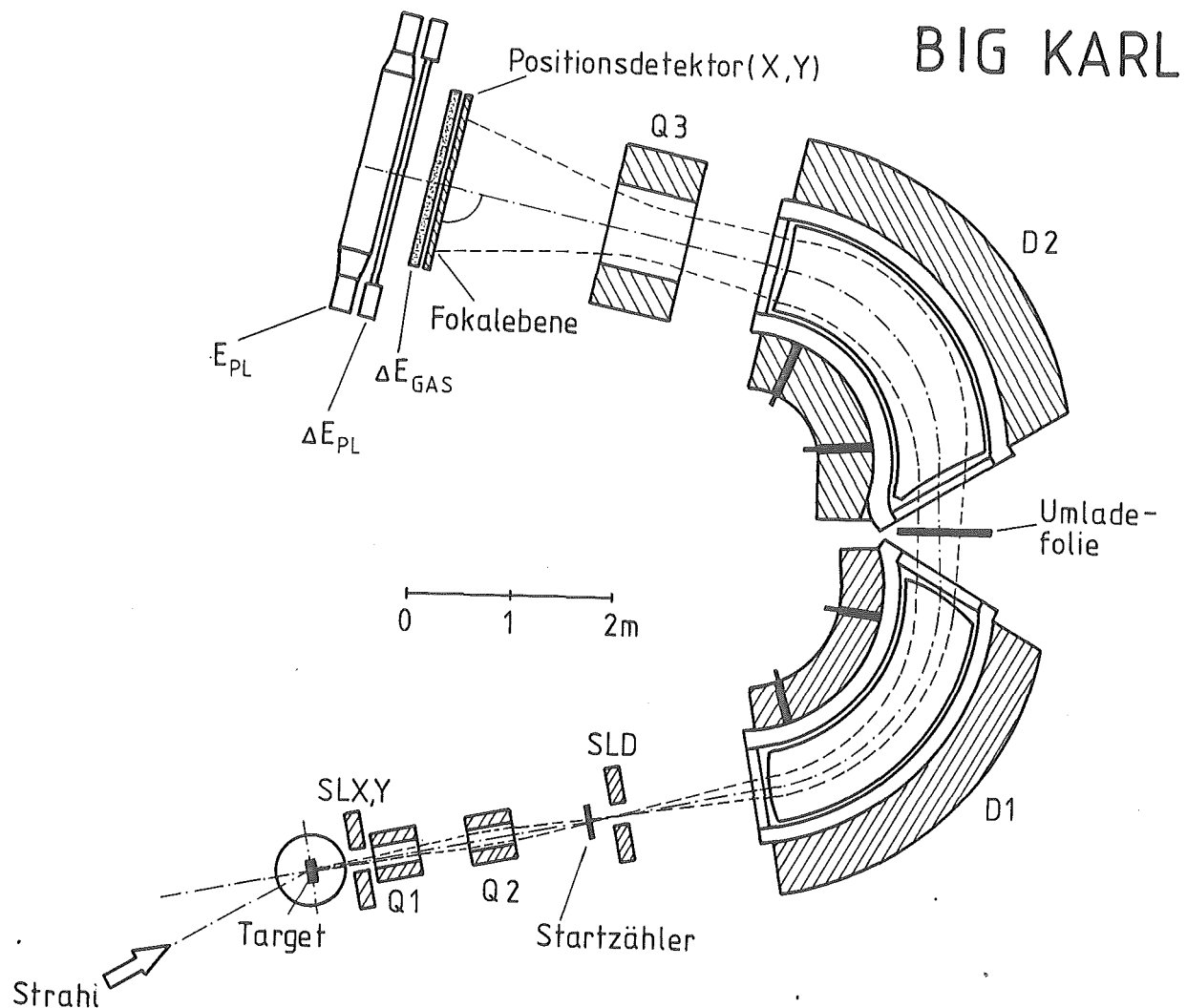


Fig. 3.7: Experimentelle Anordnung der Detektoren und der Umladefolie

Das im Target erzeugte Reaktionsprodukt passiert nacheinander die Öffnungsschlitze SLX, SLY, den ersten, vertikal fokussierenden Quadrupol, den zweiten, horizontal fokussierenden Quadrupol, einen Startzähler zur Flugzeitmessung (falls eingebaut), den Antistreuschlitz SLD, den ersten Dipol D1, die Umladefolie, den zweiten Dipol, den dritten Quadrupol, den ortsempfindlichen Zähler in der Fokalebene (MWPC oder Morriszähler), den Energieverlustzähler ΔE_{GAS} , und wird je nach Energieverlust im Szintillationsenergieverlustzähler $\Delta E_{Plastik}$ oder $E_{Plastik}$ gestoppt. Bei den Experimenten mit der Morriskammer wurden die Szintillatoren direkt hinter dem ΔE_{GAS} -Zähler montiert, da in dieser Anordnung ein Auspumpen der Driftstrecke nicht möglich war.

3.4 MESSUNGEN

3.4.1 EXPERIMENTELLE DURCHFÜHRUNG

Nach einigen ($^3\text{He}, ^6\text{He}$) Vorexperimenten konnte am ^{13}C mit bekanntem Wirkungsquerschnitt im $\mu\text{b/sr}$ - Bereich ein Teil der $^{13}\text{C}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{10}\text{C}$ - Winkelverteilung verifiziert werden. In dieser Strahlzeit wurde auch erstmals ein komplettes $^{26}\text{Mg}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{23}\text{Mg}$ Spektrum vom Grundzustand bis zu etwa 21 MeV Anregungsenergie gemessen. Wegen der kleinen horizontalen Ausdehnung der MWPC mußte dieser Bereich in neun Einzelmessungen aufgeteilt werden. In weiteren Strahlzeiten mit der Morriskammer wurden die $^{26}\text{Mg}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{23}\text{Mg}$ Reaktion in einem Anregungsenergiebereich von ca. 15 - 26 MeV bei drei Winkeln und 134.5 MeV Einschußenergie sowie ein Spektrum der $^{14}\text{C}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{11}\text{C}$ Reaktion im Anregungsenergiebereich von 30 bis 45 MeV gemessen.

Die Durchführung der jeweiligen Strahlzeit ist in Fig. 3.8 schematisch dargestellt. Die bei den jeweiligen Abschnitten benutzten Computer - Programme auf der VAX 11/780 oder PDP 11/40 sind im unteren Teil der Kästchen angegeben.

Zunächst wurde auf Grund der physikalischen Zielsetzung (Messung der $T = 5/2$ - Zustände in ^{23}Mg und ^{11}C) eine mögliche Reaktion gewählt ($^{26}\text{Mg}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{23}\text{Mg}$ und $^{14}\text{C}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{11}\text{C}$) und damit die Strahlart festgelegt. Wegen der in Kap. 3.1 beschriebenen Probleme der gegenwärtigen Strahlführung bei der Anpassung an den Spektrographen bei großem K-Wert wurde der Vorteil einer hohen Strahlintensität bei einer Einstellung der Strahlführung im achromatischen Mode nach den ersten Experimenten zugunsten einer besseren Energieauflösung bei größeren Winkeln im dispersiven Mode aufgegeben.

Da die Feldstärke der ersten beiden Quadrupole vor ihrem Umbau eine ausreichende Fokussierung nur für Einschußenergien bis ca. 96 MeV ^3He für die $^{13}\text{C}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{10}\text{C}$ Reaktion zuließ, wurden zunächst Messungen in diesem Energiebereich durchgeführt. Nach dem Umbau von Q1 und Q2 wurden in einer Strahlzeit die $^{26}\text{Mg}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{23}\text{Mg}$ und $^{14}\text{C}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{11}\text{C}$ Reaktionen bei der maximalen Zyklotronenergie von 135 MeV gemessen.

BIG KARL Experiment

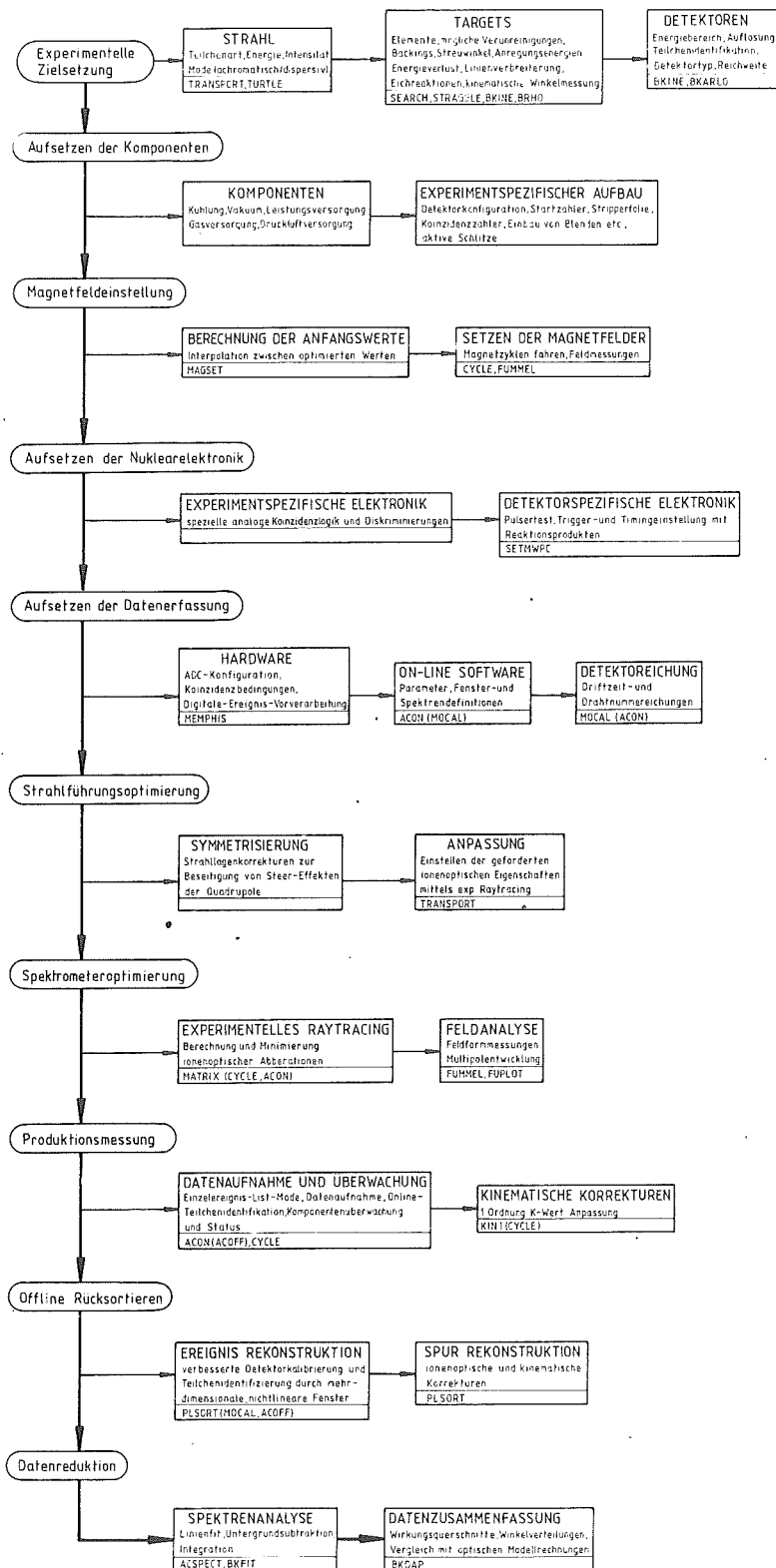


Fig. 3.8: Schematische Darstellung des Ablaufs eines Experiments am Magnetspektrographen BIG KARL

Nach einer Durchsicht aller möglichen Eichreaktionen mittels des Computer - Programms SEARCH (siehe Anhang) wurden, um eine möglichst genaue Anregungsenergieeichung zu erreichen, die Reaktionen $^{12}\text{C}(^3\text{He}, ^6\text{He})^9\text{C}$, $^{12}\text{C}(^3\text{He}, \alpha)^{11}\text{C}$, $^{26}\text{Mg}(^3\text{He}, \alpha)^{25}\text{Mg}$ sowie $^{28}\text{Si}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{25}\text{Si}$ und $^{16}\text{O}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{13}\text{O}$ bei einigen Winkeln mitgemessen.

Als Kompromiß zwischen einer unzureichenden Ereignisstatistik und einer Linienverbreiterung durch Targetdickeneffekte wurde für ^{26}Mg eine Targetdicke von ca. 1 mg/cm² gewählt. Die dickenbestimmte Energieauflösung lag damit bei etwa 70 keV. Die an der Universität München hergestellten ^{14}C Targets konnten, bedingt durch den Herstellungsprozeß, nur mit einer maximalen Dicke von 40 µg/cm² produziert werden. Bei den ^6He - Messungen wurde daher ein Stapel aus zwei Targets benutzt, um die Reaktionsrate zu erhöhen.

Die Experimente wurden bei Spektrometer - Dispersionen von 12 - 16 cm/% ($\Delta p/p$) durchgeführt. Die on-line Konfigurierung der Datenerfassung zeigt die Tabelle 3.1. Bei den Experimenten mit der MWPC wurde eine Flugzeitmessung sowohl mit verschiedenen Startdetektoren (TOF 1) als auch mit der Zyklotronfrequenz als Stop - Signal (TOF 2) durchgeführt. Bei den Strahlzeiten mit der Morriskammer wurde wegen der Beschränkung auf acht Parameter durch Memphis auf die erstgenannte Art der Flugzeitmessung verzichtet.

Tabelle 3.1

MWPC			Morriskammer	
Input-	Pseudo-		Input-	Pseudo-
Parameter			Parameter	
1 A	X		1 X-Drahtnummer	X
2 B	Y		2 X-Driftzeit	Driftzeitkontrolle
3 ΔE_{Gas}	ΔE_{Gas}		3 ΔE_{Gas}	ΔE_{Gas}
4 $\Delta E_{\text{Plastik}}$	$\Delta E_{\text{Plastik}}$		4 $\Delta E_{\text{Plastik}}$	$\Delta E_{\text{Plastik}}$
5 E_{Plastik}	E_{Plastik}		5 Y-Drahtnummer	Y-Drahtnummer
6 TOF 1	TOF 1		6 E_{Plastik}	E_{Plastik}
7 TOF 2	TOF 2		7 TOF 2	TOF 2
			8 Kathoden-Signum	-

Das Positionsspektrum wurde durch digitale Koordinatendrehung (MWPC) bzw. durch Vergleich mit Eichtabellen aus der Drahtnummer, der Driftzeit und dem Kathodenvorzeichen (Morriskammer) für jedes Ereignis on-line berechnet (PAU 83, ATE 85, MEI 83).

Zur schnellen Einstellung der Nuklearelektronik wurde der abgebremste Primärstrahl benutzt (siehe Kapitel 3.3.1). Mit den theoretisch berechneten Werten (Programme: BKINE, BKARLO) wurden Eichungen für den Energieverlustzähler, die Szintillationszähler und die Flugzeitmessungen durchgeführt und die Analogelektronik so eingestellt, daß die gesuchten ${}^6\text{He}$ - Signale im linearen Bereich der Elektronik lagen. Durch die Eichungen konnte die Lage der ${}^6\text{He}$ - Ionen in den verschiedenen Teilchenidentifikationsspektren mit hoher Genauigkeit vorher berechnet werden.

Um das Datenaufnahmesystem nicht unnötig mit Ereignissen aus Untergrundreaktionen zu belasten, wurde bereits im analogen Teil der Elektronik durch Koinzidenzbedingungen eine Vorauswahl getroffen. Es wurden nur Signale von Teilchen mit einer Masse von mindestens $A = 4$ weiterverarbeitet. So wurden p, d und t durch eine entsprechende Schwelle im ΔE_{Gas} - Zähler unterdrückt.

Bei den ersten Experimenten wurde der Spektrograph durch experimentelles "Raytracing" (MAR 83, HÜR 81) optimiert.

Bereits während des Experiments konnten on - line mit Hilfe der beschriebenen Detektoreichungen Positionsspektren der ${}^6\text{He}$ - Ionen durch Koinzidenzbedingungen mit den vorherberechneten Ausschnitten der Teilchenidentifikationsspektren erzeugt werden. Gleichzeitig wurden sämtliche in Tabelle 3.1 aufgeführten Parameter jedes einzelnen akzeptierten Ereignisses auf Magnetband abgespeichert (List Mode). Dadurch war es möglich, bei der anschließenden off - line Analyse optimale Grenzen und Schnitte für die Teilchenidentifikation festzulegen (siehe Kapitel 3.4) und bei der Morriskammer detailliertere Draht - und Driftzeiteichnungen durchzuführen. Bei eindeutigen Korrelationen zwischen Parametern wurden Korrekturen durchgeführt. Alle im Listmode aufgenommenen Daten wurden off - line rücksortiert.

Die Eichung der Anregungsenergie und die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte wurden mit Hilfe des Programmpakets BKDAP (HÜR 82) durchgeführt.

3.4.2 ROHDATENAUSWERTUNG

3.4.2.1 MWPC-Daten

Die in Kapitel 3.3.1 beschriebene nötige Koordinatentransformation wurde für jedes Ereignis digital durch die Hardware des Datenaufnahmesystems MEMPHIS durchgeführt.

Die Höhe der Signale des im Gehäuse der MWPC eingebauten Gasenergieverlust - Zählers ΔE_{Gas} (siehe Fig. 3.5) sind - bedingt durch die Energieunterschiede entlang der Fokalebene - abhängig von der horizontalen Position X des nachgewiesenen Teilchens. Diese Abhängigkeit ist in Fig. 3.9 dargestellt.

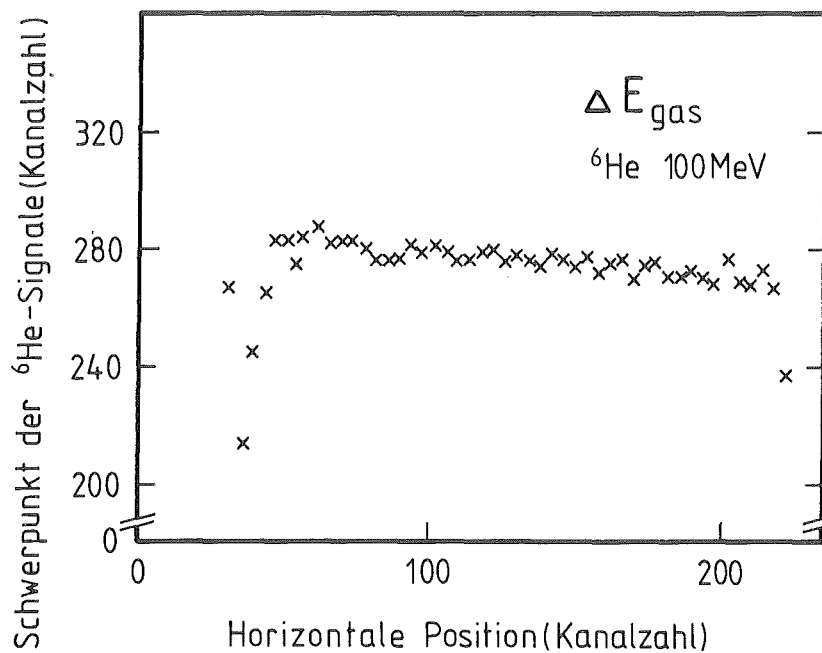


Fig. 3.9: Abhängigkeit des Schwerpunkts der Impulshöhenverteilung der von ${}^6\text{He}$ im ΔE_{Gas} - Zähler an der MWPC erzeugten Signale von der horizontalen Position in der Fokalebene

Diese Korrelation wurde bei der Rücksortierung durch ein Table - Look - Up Verfahren korrigiert. Die effektive Energieauflösung - und damit die Teilchentrennung - des ΔE_{Gas} - Zählers konnte dadurch verbessert werden.

Der Schwerpunkt der vertikalen Verteilung der Ereignisse ist für ${}^6\text{He}$ etwas verschoben gegenüber den anderen Teilchengruppen, die nicht gleichzeitig fokussiert werden. Dies deutet auf nicht verschwindende Korrelationen zwischen der horizontalen und vertikalen Magnetoptik hin. Bei der Optimierung der vertikalen Fokussierung wurde auch eine nicht korrigierbare Abhängigkeit des Matrixelements s_{34} vom Impuls festgestellt (d.h. $s_{346} \neq 0$). Um ein sauberes ${}^6\text{He}$ - Spektrum zu erhalten, ist daher das präzise Setzen eines Fensters auf die vertikale Position dringend erforderlich. Hierdurch konnte gegen ansonsten falsch zugeordnete Teilchen diskriminiert werden.

Da die getesteten Startzähler eine unzureichende Ansprechwahrscheinlichkeit aufwiesen, wurde zur Flugzeitmessung das in Kapitel 3.3.2.3 c beschriebene Verfahren mit Stop - Signal von der Hochfrequenz benutzt. Wegen der Langzeitverschiebungen der Phase zwischen Zyklotronfrequenz und der Teilchenpulkfrequenz am Target verschob sich die Lage der Flugzeitverteilungen im Spektrum. Diese wurde bei der Auswertung durch eine entsprechende Verschiebung kompensiert. Für je 500 Ereignissen wurde der Schwerpunkt der Flugzeitverteilung für die α - Teilchen bestimmt, und das gesamte Spektrum um die Differenz zur vorigen Messung verschoben. Dadurch wurde die effektive Zeitauflösung insbesondere bei längeren Messungen erheblich verbessert.

3.4.2.2 Morriskammer-Daten

Bei der Morris - Kammer wird das Positionsspektrum über Eich Tabellen aus den Parametern Drahtnummer, Driftzeit und Kathodensignum berechnet (ATE 85). Wegen der unterschiedlichen Primärionisation der verschiedenen Teilchenarten sind die Position der Drahtspektren und vor allem die Form der Driftzeitverteilungen teilchenartabhängig (siehe Fig. 3.4). Es wurden daher für α - Teilchen und ${}^6\text{He}$ verschiedene Draht- und Driftzeiteichungen durchgeführt und beim Rücksortieren die jeweiligen Eich Tabellen automatisch gewählt.

Die in Kapitel 3.3.2.1 beschriebene Änderung der effektiven Zählerdicke des ΔE_{Gas} - Zählers an der Morris - Kammer in Abhängigkeit von der vertikalen Position Y führt zu einer Korrelation zwischen Y und dem Signal aus diesem Zähler. Leider war wegen der auf 8 beschränkten Parameterzahl des Datenaufnahmesystems in Y nur eine grobe Positionsmessung möglich (Draht-

spektrum). Daher konnte die bei der Auswertung durchgeführte Korrektur nur mit dieser groben Rasterung angewandt werden. Die Teilchentrennung verbessert sich jedoch - vor allem im Gebiet der ${}^6\text{He}$ - erheblich.

Bei der großen horizontalen Ausdehnung der Morris - Kammer sind auch bei den Szintillationszählern positionsabhängige Effekte spürbar. Sie rühren vorwiegend von der Lichtschwächung im Kristall und Inhomogenitäten des Kristalls durch Alterung, verschieden hohen Strahlenbelastungen sowie - vor allem bei dem relativ dünnen $\Delta E_{\text{Plastik}}$ - unterschiedlicher mechanischer Belastung her. Auch diese Korrelation wurde korrigiert. Durch die Verbesserung der Energieauflösung auf Grund dieser Korrekturen konnte eine bessere Trennung der dicht beieinander liegenden α - und ${}^6\text{He}$ - Linien erreicht werden.

Selbst nach den Korrekturen sind mit nur einem dieser Zähler allein ${}^6\text{He}$ nicht von den sehr viel häufiger auftretenden α - Teilchen zu trennen. Aber auch die Kombination von beiden Zählern reicht im allgemeinen nicht aus, eine klare Teilchentrennung durchzuführen. Erst die Messung der Flugzeit läßt in dem in Fig. 3.10 gezeigten zweidimensionalen Spektrum ein eindeutiges, wohl separiertes Gebiet der ${}^6\text{He}$ erkennen.

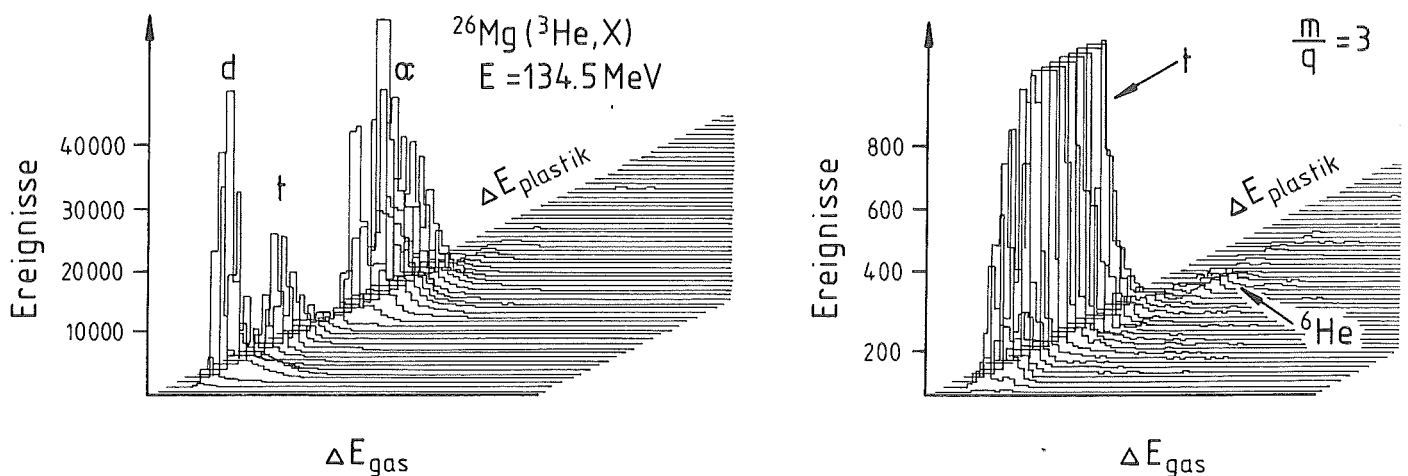


Fig. 3.10: Zweidimensionales Spektrum $\Delta E_{\text{Plastik}}$ (Lichtausbeute) - ΔE_{Gas} (Energieverlust) zur Identifizierung der ${}^6\text{He}$: links ohne, rechts mit Fenster im Flugzeitspektrum für $m/q = 3$ - Teilchen.

Protonen und zum überwiegenden Teil auch Deuteronen wurden mit einem Einkanaldiskriminator im ΔE_{Gas} - Zweig bereits in der Analogelektronik unterdrückt. Einfach geladene $^3\text{He}^+$ wurden durch die in Kapitel 3.3.2.4 beschriebene Umladefolie aus den Spektren eliminiert.

4.0 DATENANALYSE UND ERGEBNISSE

4.1 ENERGIEKALIBRIERUNG

Der Wert für die mittlere Einschußenergie wurde aus den gemessenen Feldstärken der magnetischen Dipole des Doppelmonochromators und deren mittleren Krümmungsradien bestimmt. Da die Q - Werte der gemessenen Reaktionen sehr genau bekannt sind, konnte auf die cross - over Methode (momentum-matching) (TRE 70) zur Messung der Einschußenergie verzichtet werden.

Zur präzisen Ermittlung der Anregungsenergie wurden bei den Messungen, wenn es kinematisch möglich war, mit gleicher Magnetfeldeinstellung andere Reaktionen mit bekanntem Q - Wert und Endzuständen, die mit Ungenauigkeiten im keV - Bereich oder besser experimentell bestimmt waren, mitgemessen. Ähnlich dem von Nolen (NOL 74) beschriebenen Verfahren dienten diese Eichlinien als Grundlage für eine Eichung des effektiven B_p - Wertes.

Zwischen dem effektiven B_p - Wert und der Entfernung D (gegeben als Kanalzahl des Positionsspektrums) vom - in Strahlrichtung - linken Ende des Fokalebenenendetektors wurde folgende Beziehung angenommen:

$$(4.1) \quad B_p = c_0 + c_1 D + c_2 D^2$$

Die vier Unbekannten c_0 (B_p -Wert für $D = 0$), c_1 , c_2 (linearer und quadratischer Entwicklungskoeffizient) und θ_{eff} , der effektive Streuwinkel, wurden durch einen Least - Squares - Fit bestimmt. Es zeigte sich, daß bei Reaktionen mit großem K - Wert θ_{eff} bis auf 0.05 Grad bestimmt werden muß. Wegen der unterschiedlichen Energieverluste von α - Teilchen und ^6He im Target unterschieden sich die Eichungen für die verschiedenen Teilchenarten etwas und sind erst nach einer Korrektur miteinander vergleichbar. Wenn möglich wurden daher Eichlinien der gleichen Reaktionsart benutzt.

Nicht bei allen Experimenten konnte auf diese Art der Energieeichung zurückgegriffen werden, weil teilweise - vor allem bei der MWPC - der meßbare Energiebereich nicht ausreichte, um gleichartige Eichreaktionen

bei gleicher Magneteinstellung zu messen. Es wurde daher in diesen Fällen bei Feldänderungen der Parameter c_0 entsprechend dem gemessenen mittleren Hauptfeld skaliert. Da bei den großen Dipolmagneten des BIG KARL die Feldform stark von der Vorgeschichte der Magnetisierung abhängt, und die Korrekturspulenströme nicht mitskaliert werden, ändert sich der effektive B_p - Wert jedoch nicht exakt linear mit dem mittleren Feld. Diese Art der Eichung ist daher relativ ungenau, und die damit bestimmten Anregungsenergien haben einen größeren Fehler. Zur Lösung dieses Problems wurde ein Computerprogramm "SEARCH" (siehe Anhang) entwickelt und auf der VAX 11/780 installiert: SEARCH berechnet alle mit den als Target geeigneten Isotopen möglichen Reaktionen, deren B_p - Wert in einem anzugebenden Streuwinkelbereich in die Nähe des B_p - Wertes der zu untersuchenden Reaktion fällt. Die Suche nach einer passenden Eichreaktion wird dadurch erheblich erleichtert und ist mit Sicherheit vollständig.

4.2 SIGNIFIKANZTESTS

Die durch ein Experiment erzielte Urteilssicherheit über eine Hypothese hängt vom Umfang der Information ab, die aus dem Experiment gewonnen werden kann. Da bei mehreren Versuchen die Meßwerte, die für einen Hypothesentest benötigt werden, meist um einen Mittelwert streuen, wird die Ablehnung einer Hypothese H_0 nur mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit, dem Signifikanzniveau α , möglich sein. Dieses Signifikanzniveau α (confidence level) gibt die Wahrscheinlichkeit dafür an, daß ein Versuchsergebnis zu einer Ablehnung der Hypothese H_0 führt, obwohl sie in Wirklichkeit zutrifft. α wird auch oft als Irrtumswahrscheinlichkeit 1. Art bezeichnet. Um eine möglichst große statistische Sicherheit $(1-\alpha)$ des Urteils zu erreichen, muß das Ziel eines Experiments also sein, die Hypothese H_0 auf einem möglichst kleinen Signifikanzniveau abzulehnen.

Ist das bei Experimenten erreichte Signifikanzniveau sehr klein ($\alpha \ll 1$), so wird man die Ablehnung einer Hypothese als gesichert ansehen und sich wegen des meist evidenten Ergebnisses kaum Gedanken über die zu erwartende Irrtumswahrscheinlichkeit machen.

Diesen günstigen Fall hat die Natur für die in dieser Arbeit durch (^3He , ^6He) Reaktionen untersuchten $T = 5/2$ Zustände jedoch leider nicht vorgesehen. Wie in Fig. 4.4 gezeigt, sind an den vermuteten Stellen der

untersten $T = 5/2$ Zustände im ^{23}Mg Strukturen im Spektrum sichtbar, die eine quantitative Aussage fordern und ermöglichen. Damit ergeben sich folgende Fragestellungen:

1. Wie groß ist die statistische Signifikanz für eine Spektrallinie an der angegebenen Stelle?
2. Welchen Wert haben die Linienparameter, wie z.B. Position und Breite?

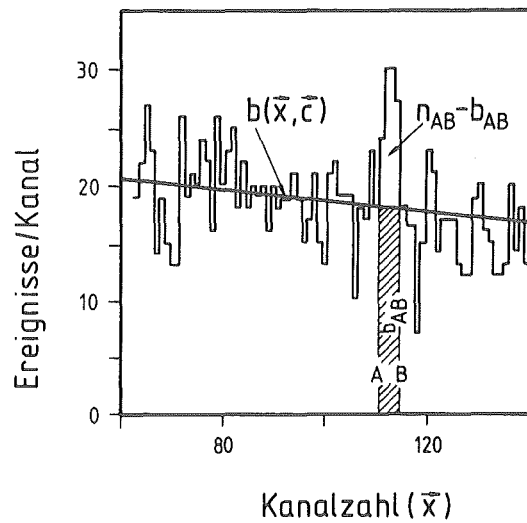
Da das ^{23}Mg -Spektrum bei verschiedenen Winkeln gemessen wurde, kann die rein statistische 1. Frage noch weiter eingeschränkt werden durch Messungen bei verschiedenen Streuwinkeln und die Bedingung der korrekten Kinematik für die $^{26}\text{Mg}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{23}\text{Mg}$ - Reaktion. Wie sollte also ein vernünftiger Signifikanztest aussehen? Die Hypothese

H_0 : kein echter physikalischer Effekt an der angegebenen Stelle

hängt natürlich von der Form und der Varianz des Untergrundes an der untersuchten Stelle ab. Da der auch nach vollkommener Teilchentrennung bei den untersuchten hohen Anregungsenergien noch verbleibende physikalische Untergrund aus einem breiten Kontinuum von $T=1/2$ und $T=3/2$ Zuständen besteht, wurde der Untergrund in der Umgebung der vermuteten Linie durch eine Gerade $b(\vec{x}, \vec{c})$ angenähert, deren Parameter $\vec{c}=(c_0, c_1)$ durch eine Anpassung an die Zahl der Ereignisse in den Kanälen \vec{x} des gemessenen Impulsspektrums mittels des Computerprogramms MINUIT (JAM 75) bestimmt wurden. Die Zahl der Untergrundereignisse b_{AB} unter der Untergrundfunktion $b(\vec{x}, \vec{c})$ in einem Spektrumsbereich von Kanal A bis Kanal B ist gegeben durch (siehe Fig. 4.1)

$$(4.2) \quad b_{AB} = \int_A^B b(\vec{x}, \vec{c}) d\vec{x}$$

Fig. 4.1: Spektrum mit Feinstruktur im Bereich AB



Die Varianz σ_{AB}^2 dieser Zahl b_{AB} lässt sich aus der Kovarianz-Matrix V der o. a. Anpassung und dem Vektor der Ableitungen D mit

$$D_i = \frac{\partial b_{AB}}{\partial c_i} = \int_A^B \frac{\partial}{\partial c_i} b(\vec{x}, \vec{c}) d\vec{x} \quad (4.3)$$

bestimmen (EAD 71) zu

$$\sigma_{AB}^2 = D^T V D \quad (4.4)$$

Sei n_{AB} die Gesamtzahl der Ereignisse in dem Intervall AB . Eine natürliche Teststatistik T zum Test der Nullhypothese H_0 - das heißt, zur Entscheidung, ob n_{AB} signifikant verschieden von b_{AB} ist - ist ein Vergleich zwischen der beobachteten Abweichung und der erwarteten statistischen Streuung, der Varianz var .

$$T = \frac{(n_{AB} - b_{AB})^2}{\text{var}(n_{AB} - b_{AB})} \quad (4.5)$$

Unter der Nullhypothese H_0 ist der Erwartungswert

$$E(n_{AB}) = b_{AB} \quad (4.6)$$

und die Varianz

$$(4.7) \quad \text{var}(n_{AB}) = b_{AB}$$

wegen der Multinomialverteilung der Ereigniszahlen in Histogrammen. Da bei der Bestimmung der Untergrundparameter c der Bereich AB nicht mit benutzt wurde, sind n_{AB} und b_{AB} nicht korreliert. Daher ist

$$(4.8) \quad \text{var}(n_{AB} - b_{AB}) \approx \text{var}(n_{AB}) + \text{var}(b_{AB}) = b_{AB} + \sigma_{AB}^2$$

und

$$(4.9) \quad T_{\text{exp}} = \frac{(n_{AB} - b_{AB})^2}{b_{AB} + \sigma_{AB}^2}$$

Wenn n_{AB} groß genug ist, ist es um b_{AB} normalverteilt unter der Nullhypothese H_0 und T verhält sich wie die χ^2 -Verteilung $\chi^2(1)$ (EAD 71). Bei einer unabhängigen Messung einer Linie über einem Untergrund $b(x, c)$ läßt sich daher die Nullhypothese H_0 auf einem Signifikanzniveau α verwerfen, falls T_{exp} so groß ist, daß die Wahrscheinlichkeit

$$(4.10) \quad P(T > T_{\text{exp}}) < \alpha$$

Soll H_0 auf dem 5% - Niveau verworfen werden, heißt das, daß $T_{\text{exp}} > 4$ sein muß. (Zahlenwerte der χ^2 -Verteilung aus (BRA 75))

Die bisherigen Überlegungen gelten jedoch nur, wenn das Intervall AB unabhängig von den Beobachtungen gewählt wurde. Bei m unabhängigen Beobachtungen ist die Gesamtwahrscheinlichkeit P_{gesamt} für das Überschreiten von T_{exp} an *einer* Stelle AB (einer Anregungsenergie) bei *allen* m Beobachtungen das Produkt der Wahrscheinlichkeiten der *einzelnen* Beobachtungen:

$$(4.11) \quad P_{\text{gesamt}} = \prod_{i=1}^m p(T > T_{\text{exp}_i})$$

Ist $P_{\text{gesamt}} < \alpha$, so muß die Hypothese H_0 auf dem Konfidenzniveau α verworfen werden. Die Anzahl der Beobachtungen eines Effekts steigert daher das Vertrauen in seine Existenz wesentlich mehr, als eine einzelne, wenn auch sehr präzise Beobachtung.

Für die mit wenig Statistik gemessenen Spektren wurden die o.a. Signifikanztests mit dem Computerprogramm "SIGTEST" (siehe Anhang) durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Kapitel 5 dargelegt. Die Position und Breite der gefundenen Spektrallinien wurden durch eine χ^2 -Anpassung an eine Gaußverteilung berechnet.

4.3 ERGEBNISSE

4.3.1 TESTREAKTION

Sowohl zum Test des gesamten Meßsystems auf Nachweisfähigkeit für ${}^6\text{He}$ als auch zur Prüfung, ob der Ansatz des DWBA - Reaktionsmodells auch in der Lage ist, den Drei - Teilchen - Transfer in der $({}^3\text{He}, {}^6\text{He})$ - Reaktion zu beschreiben, wurde als Testreaktion die ${}^{13}\text{C}({}^3\text{He}, {}^6\text{He}){}^{10}\text{C}$ Reaktion gemessen. Die experimentellen Ergebnisse für die Winkelverteilung des $J^\pi = 2^+$ ersten angeregten Zustands in ${}^{10}\text{C}$ zeigt Fig. 4.2:

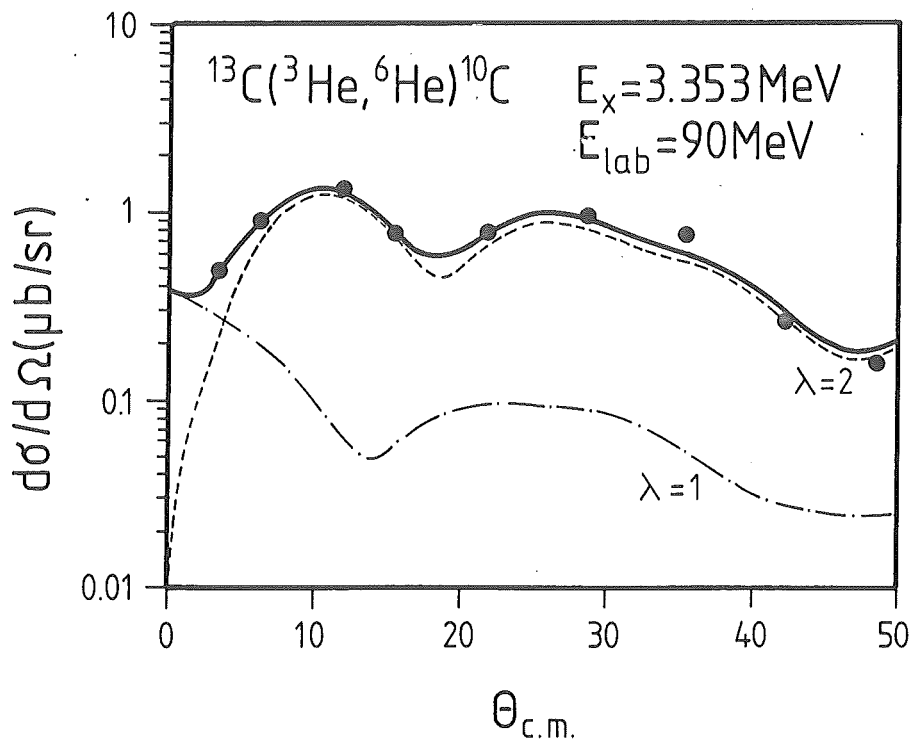


Fig. 4.2: Winkelverteilung des durch die ${}^{13}\text{C}({}^3\text{He}, {}^6\text{He}){}^{10}\text{C}$ Reaktion bei 90 MeV Einschußenergie ersten angeregten Zustandes in ${}^{10}\text{C}$

Die statistischen Fehler sind kleiner als die Punktgröße in dieser Abbildung. Die Winkelverteilung zeigt eine ausgeprägte Struktur, was auf eine direkte Reaktion hindeutet. Die Form der Winkelverteilung ist der bei 70 MeV Einschußenergie gemessenen Form (KAS 73) ähnlich. Der differentielle Wirkungsquerschnitt ist jedoch bei 90 MeV nur noch ungefähr halb so groß wie bei 70 MeV. Die durchgezogene Linie ist das Ergebnis einer DWBA - Analyse (VRI 73,OEL 85) mit 3n - Cluster - Transfer und exakter "finite - range" - Rechnung. Die optischen Modell - Parameter sind in Tabelle 4.1 aufgeführt. Die in Tabelle 4.1 angegebenen Werte sind die gleichen wie die bei 70 MeV Einschußenergie ermittelten Werte (DEL 76). Die Übereinstimmung mit den gemessenen Punkten ist in der Form sehr gut und gibt Anlaß zu der Hoffnung, daß dieses Modell auch bei exotischen Reaktionen dazu dienen kann, aus der Winkelverteilung Informationen über die Quantenzahlen der beteiligten Zustände zu erhalten. Bezüglich der Amplitude wurde ein Normierungsfaktor $N = 1.28$ benutzt..

Tabelle 4.1

Optische Modell - Parameter für
 $^{13}\text{C}(^3\text{He},^6\text{He})^{10}\text{C}, J^\pi = 2^+, E_x = 3.353 \text{ MeV}$

System	E_{cm} (MeV)	r_v (fm)	a_v (fm)	V (MeV)	r_{wv} (fm)	a_{wv} (fm)	W_v (MeV)	r_c (fm)
$^3\text{He}+^{13}\text{C}$	73.13	1.24	0.665	125	1.24	0.640	20.0	1.26
$^6\text{He}+^{10}\text{C}(2^+)$	57.88	1.46	0.730	195	1.46	0.640	50.0	1.26
$3n+^{10}\text{C}$	103. a)	1.25	0.65					
$3n+^3\text{He}$	116. a)	1.25	0.65					

a) angepaßt an die Bindungsenergie des 3n - Clusters

Da bei der Reaktion $^{13}\text{C}(^3\text{He},^6\text{He})^{10}\text{C}$ drei 1p Neutronen übertragen werden, kann bei exakter Betrachtung (siehe DEL 76) der Endzustand durch zwei Drehimpulsüberträge $\lambda = 1$ bzw. $\lambda = 2$ angeregt werden. Die zwei Komponenten tragen inkohärent zum totalen Wirkungsquerschnitt bei, wobei erwartet wird, daß die $\lambda = 1$ Komponente wesentlich kleiner ist als die für $\lambda = 2$, und tatsächlich ist bei 90 MeV Einschußenergie das Verhältnis der beiden Anteile

$$\frac{\sigma(2^+, \lambda=1)}{\sigma(2^+, \lambda=2)} = 0.05,$$

d.h. der $\lambda = 2$ Anteil dominiert hier - noch stärker als bei 70 MeV Einschußenergie - den Reaktionsmechanismus.

4.3.2 $^{26}\text{Mg}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{23}\text{Mg}$

Fig. 4.3 zeigt das komplette ^{23}Mg - Spektrum vom Grundzustand bis zu etwa 21 MeV Anregungsenergie in der $^{26}\text{Mg}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{23}\text{Mg}$ Reaktion.

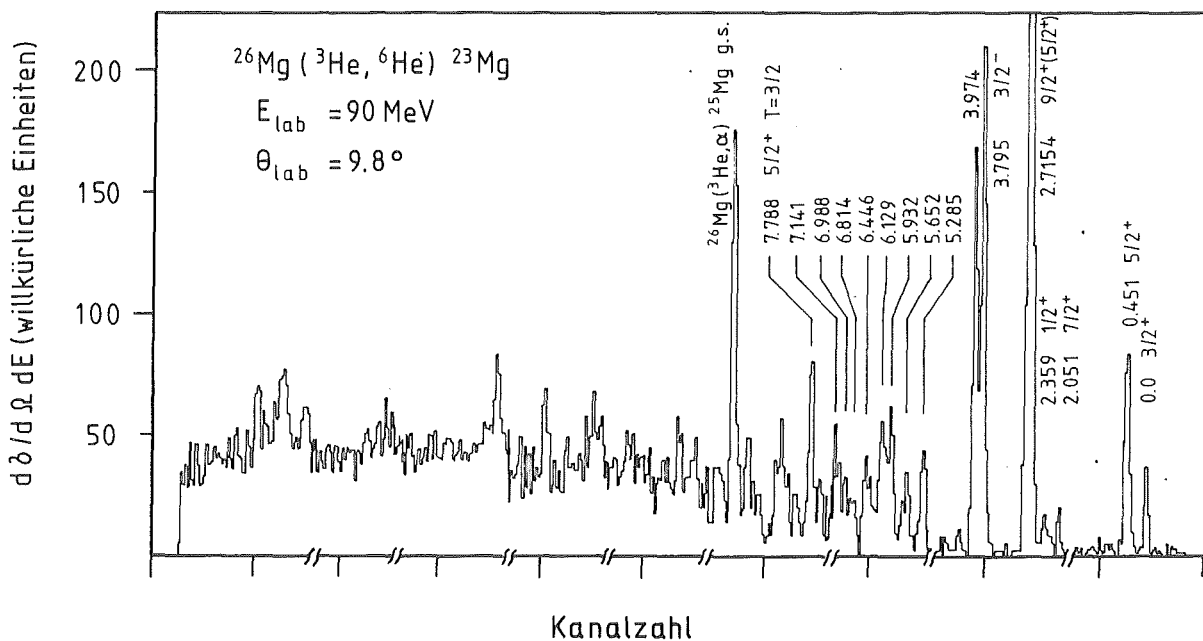


Fig. 4.3: Spektrum der $^{26}\text{Mg}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{23}\text{Mg}$ Reaktion bei 90 MeV Einschußenergie. Die neun Teilspektren sind auf gleiche Ladung des einlaufenden ^3He - Strahls normiert.

Die Einschußenergie von $E_{^3\text{He}} = 90$ MeV wurde so hoch gewählt, daß die ^6He - Ejektile im gesamten Anregungsenergiebereich von den ersten beiden Quadrupolen des Spektrographen fokussiert werden konnten. Da dieses Spektrum mit der 30 cm MWPC aufgenommen wurde, mußte der große Anregungsenergiebereich in neun Einzelmessungen aufgeteilt werden. Um die relative

Stärke der Spektrallinien in der Abbildung beizubehalten, wurden die neun Spektren auf die gleiche, im Strahlfänger gesammelte Ladung normiert. Bei diesen ersten Messungen stand eine optimale Flugzeitmessung noch nicht zur Verfügung. Daher ist die Trennung zwischen ^4He und ^6He - Ejektilen noch nicht ganz vollständig, wie vor allem an der $^{26}\text{Mg}(^3\text{He},\alpha)^{25}\text{Mg}$ - Linie zu erkennen ist, die dem Grundzustand des ^{25}Mg zuzuordnen ist. Deutlich zu erkennen ist die recht starke selektive Anregung des untersten $T = 3/2$ - Zustandes im ^{23}Mg bei 7.788 MeV Anregungsenergie. Eine ähnlich starke Anregung des untersten $T = 5/2$ - Zustandes bei etwa 19.5 MeV Anregungsenergie findet jedoch bei diesem Winkel nicht statt.

Da aufgrund der besseren Drehimpulsanpassung der Wirkungsquerschnitt für die gesuchten $T = 5/2$ Zustände mit größerer Einschußenergie steigen sollte, wurden die Messungen bei der in Jülich höchstmöglichen Einschußenergie von $E_{^3\text{He}} = 135$ MeV wiederholt. Um auch bei dieser Energie eine Fokussierung der ^6He - Teilchen zu erreichen, wurde die Feldstärke der beiden ersten Quadrupole des BIG KARL durch auf die Polschuhe aufgesetzte Eisenkappen erhöht. Die Resultate dieser Messung mit der Morriskammer sind in Fig. 4.4 zu sehen.

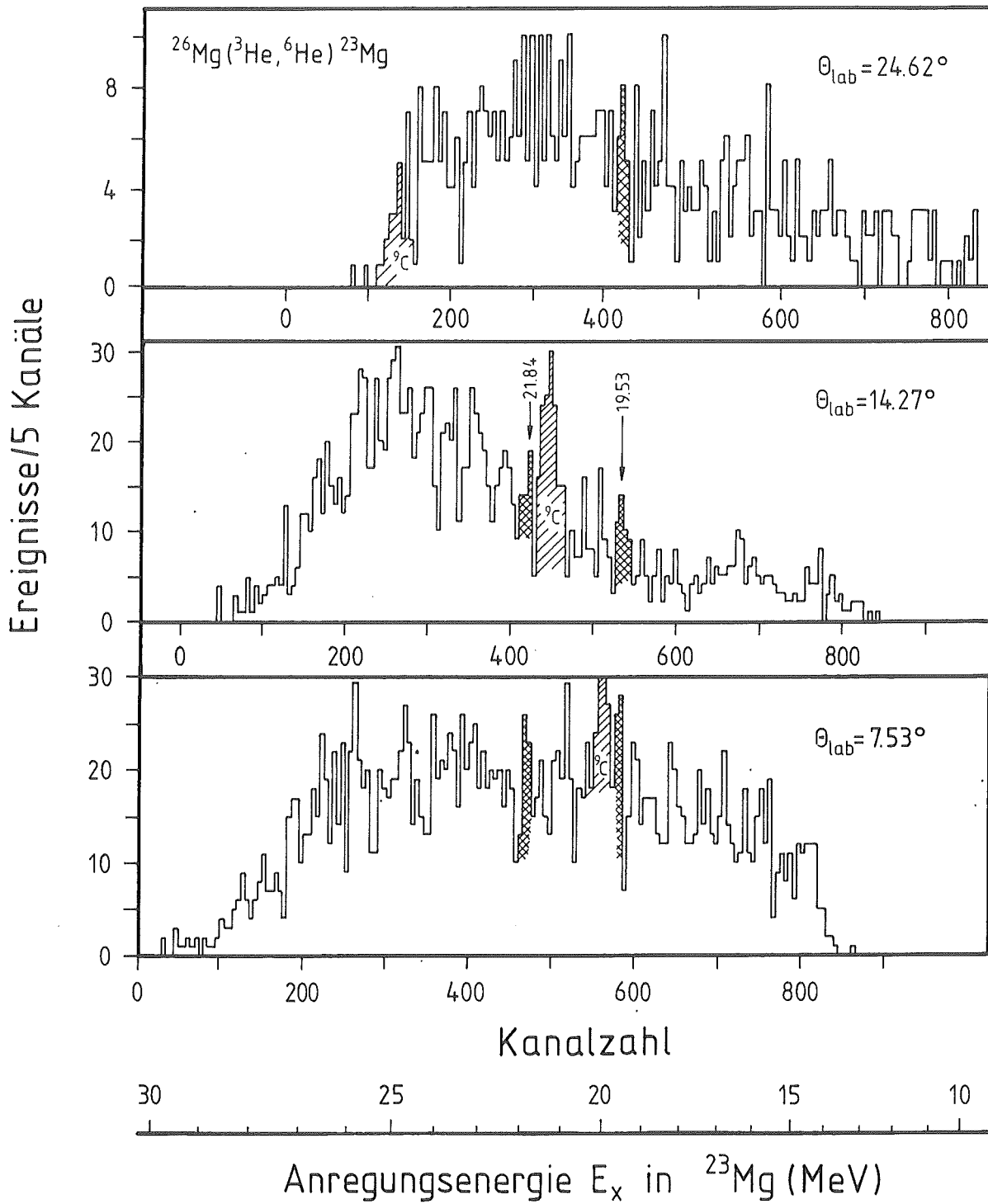


Fig. 4.4: Spektren der $^{26}\text{Mg}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{23}\text{Mg}$ Reaktion bei 134.5 MeV Einschuß-
 energie und verschiedenen Streuwinkeln. Zur Kompensation der Kinematik
 sind die drei Spektren so verschoben, daß gleiche Anregungsenergien im
 ^{23}Mg übereinanderliegen.

Die Messung von Eichspektren mit der gleichen Reaktion an anderen Targets ermöglichte hier eine genaue Energieeichung über den gesamten gezeigten Spektrumsbereich. Deutlich zu erkennen ist die ^9C - Grundzustandslinie aus der Reaktion $^{12}\text{C}(^3\text{He}, ^6\text{He})^9\text{C}$, die durch ^{12}C - Verunreinigungen auf dem ^{26}Mg - Target verursacht wurde. Daneben sind eine ganze Reihe von Linienstrukturen mit unterschiedlicher statistischer Signifikanz erkennbar. Nur zwei dieser Spektrallinien sind jedoch bei allen drei gemessenen Winkeln vorhanden. Tabelle 4.2 gibt das Signifikanzniveau α (siehe Kapitel 4.2) dieser beiden Linien bei den verschiedenen Streuwinkeln an. Zum Vergleich ist auch der Wert für die sehr deutliche ^9C -Grundzustandslinie aufgeführt.

Tabelle 4.2

Signifikanz-Niveau α

Laborwinkel θ_{lab} (Grad)	^{23}Mg $E_x=19.53$ MeV	^{23}Mg $E_x=21.84$ MeV	^9C $E_x=0.0$ MeV
7.53	0.000016	0.00528	$< 10^{-77}$
14.27	0.007244	0.04824	0.244×10^{-15}
24.62	0.020377	0.11248	-
α_{gesamt}	2.371×10^{-9}	2.866×10^{-5}	

Die Anregungsenergie für diese beiden Linien beträgt 19533.5 ± 5.5 keV mit einer Streuung $\sigma = 8.8$ keV bzw. 21843 ± 30 keV ($\sigma = 42.2$ keV). Der angegebene totale Fehler beinhaltet die Unsicherheit in der Massenbestimmung des ^9C und ^{15}O (WAP 85), die zur Energieeichung benutzt wurden. Die energetische Lage und die sehr kleine Linienbreite deuten darauf hin, daß diese beiden Linien von Zuständen in ^{23}Mg herrühren, die Analogzustände zum Grundzustand bzw. zum ersten angeregten Zustand von ^{23}F bilden (siehe Kapitel 5).

Die gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte sind in Tabelle 4.3 angegeben:

Tabelle 4.3

Differentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktion
 $^{26}\text{Mg}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{23}\text{Mg}$ bei der Einschußenergie $E_{\text{He}} = 134.5 \text{ MeV}$

Laborwinkel	Streuwinkel im Schwerpunktsystem	$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E_x = 19.53 \text{ MeV})$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E_x = 21.48 \text{ MeV})$
θ_{lab} (Grad)	$\theta_{\text{c.m.}}$ (Grad)	(nb/sr)	(nb/sr)
7.53	9.10	62 ± 8	29 ± 10
14.27	17.26	16 ± 4	25 ± 4
24.62	29.54	16 ± 5	6 ± 5

Zu den in der Tabelle angegebenen statistischen Fehlern ist - bei Betrachtung der absoluten Werte - ein Fehler von ca. 10 % aufgrund der Targetdickenbestimmung, Strahlstrommessung und Raumwinkelbestimmung hinzuzufügen.

4.3.3 $^{14}\text{C}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{11}\text{C}$

Auf der Suche nach weiteren Analogzuständen mit hohem Isospin in leichten Kernen mit $A = 4n-1$ wurde die $^{14}\text{C}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{11}\text{C}$ Reaktion gemessen. Das bei einem Laborwinkel von 9.57 Grad aufgenommene Spektrum in Fig. 4.5 zeigt im Bereich der erwarteten Anregungsenergie $E_x = 31 \text{ MeV}$ bis 36 MeV keinerlei Ereignisse.

Unter der Annahme einer Poissonstatistik ist der differentielle Wirkungsquerschnitt in diesem Anregungsenergiebereich mit 99% Sicherheit

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_{\text{lab}} = 9.57, E_x = 31-36 \text{ MeV}) < 100 \text{ nb/sr}$$

Es ist zu beachten, daß diese Zahl für die Summe der differentiellen Wirkungsquerschnitte aller Zustände in dem angegebenen Anregungsenergiebereich von ca. 5 MeV gilt. Unter der Annahme, daß das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte des physikalischen Untergrundes aus Zuständen mit $T < 5/2$ und eines etwaigen $T = 5/2$ Zustandes etwa das gleiche wie bei der $^{26}\text{Mg}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{23}\text{Mg}$ Reaktion wäre (siehe Fig. 4.4), wäre der Wirkungsquerschnitt für einen $T = 5/2$ Zustand $d\sigma/d\Omega (T = 5/2) < 3 \text{ nb/sr}$ bei dem gemessenen Winkel.

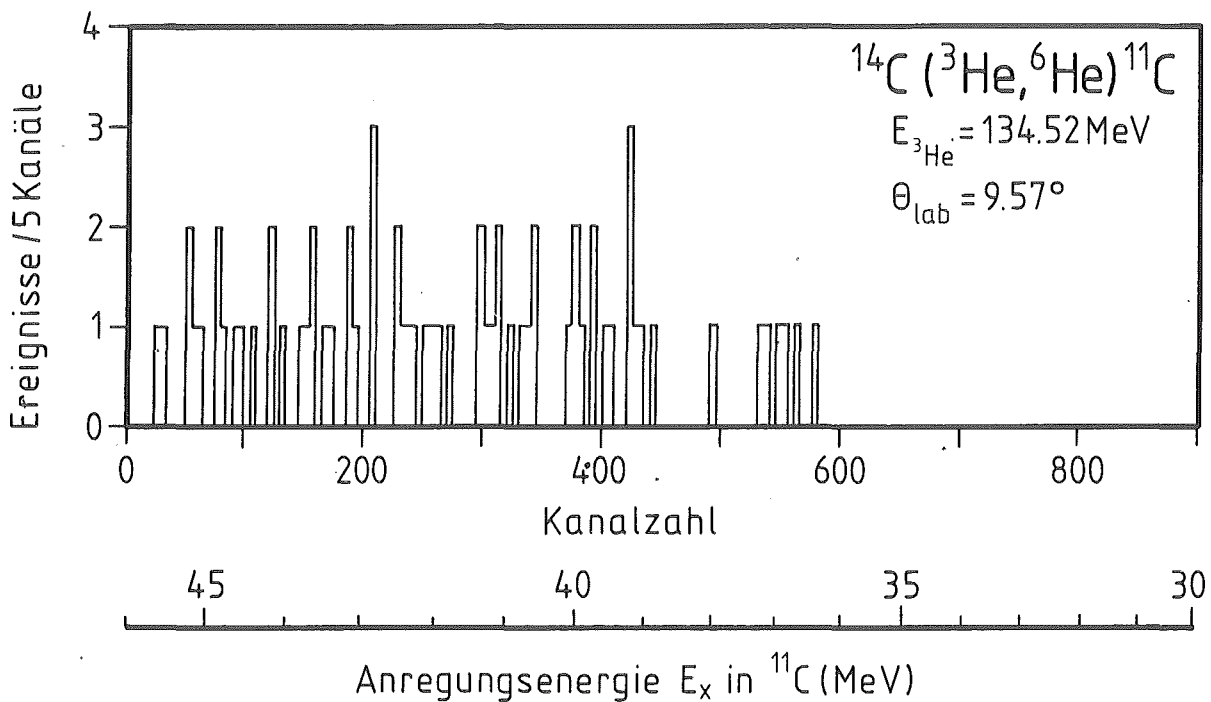


Fig. 4.5: Spektrum der $^{14}\text{C}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{11}\text{C}$ Reaktion bei 134.5 MeV Einschussenergie und einem Laborwinkel von 9.57 Grad

4.3.4 EICHREAKTIONEN

Die zur Energieeichung der Messungen bei der Einschussenergie $E_{^3\text{He}} = 134.5 \text{ MeV}$ benutzten Eichspektren zeigen die Abbildungen 4.6 bis 4.8.

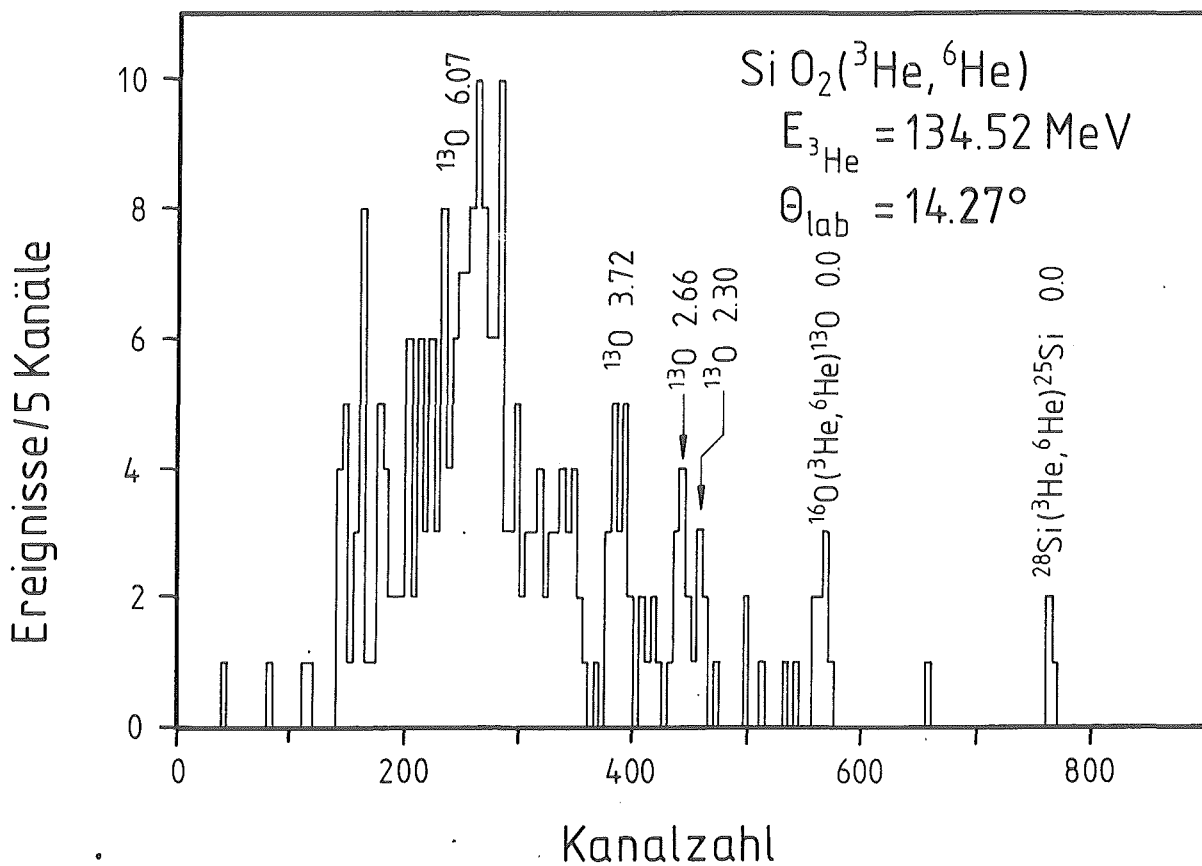


Fig. 4.6: Eichspektrum der $\text{SiO}_2(^3\text{He}, ^6\text{He})$ Reaktion bei 134.5 MeV Einschub-energie

Das an einem Glastarget gemessene Silizium - und Sauerstoffspektrum zeigt deutlich neben den Grundzuständen des ^{13}O und des ^{25}Si mehrere schmale und eine etwa 2.4 MeV breite Struktur, die bei Zuordnung zu ^{13}O Anregungsenergien von $E_x = 2.30, 2.66, 3.72$ und 6.07 MeV entsprechen. Ein angeregter Zustand in ^{13}O ist bislang nur bei $E_x = 2.82 \pm 0.24$ MeV (COU 78) bekannt.

Auch die an ^{12}C gemessenen ^6He - Spektren zeigen neben den beiden einzigen bisher bekannten Zuständen in ^9C , dem Grundzustand und einem angeregten Zustand bei der Anregungsenergie $E_x = 2.222$ MeV, mehrere Strukturen. Bei den Anregungsenergien $E_x \approx 19.4, 20.9$ und 22.2 MeV sind drei relativ schmale Linien über dem Untergrund und außerhalb des Statistikbandes angedeutet.

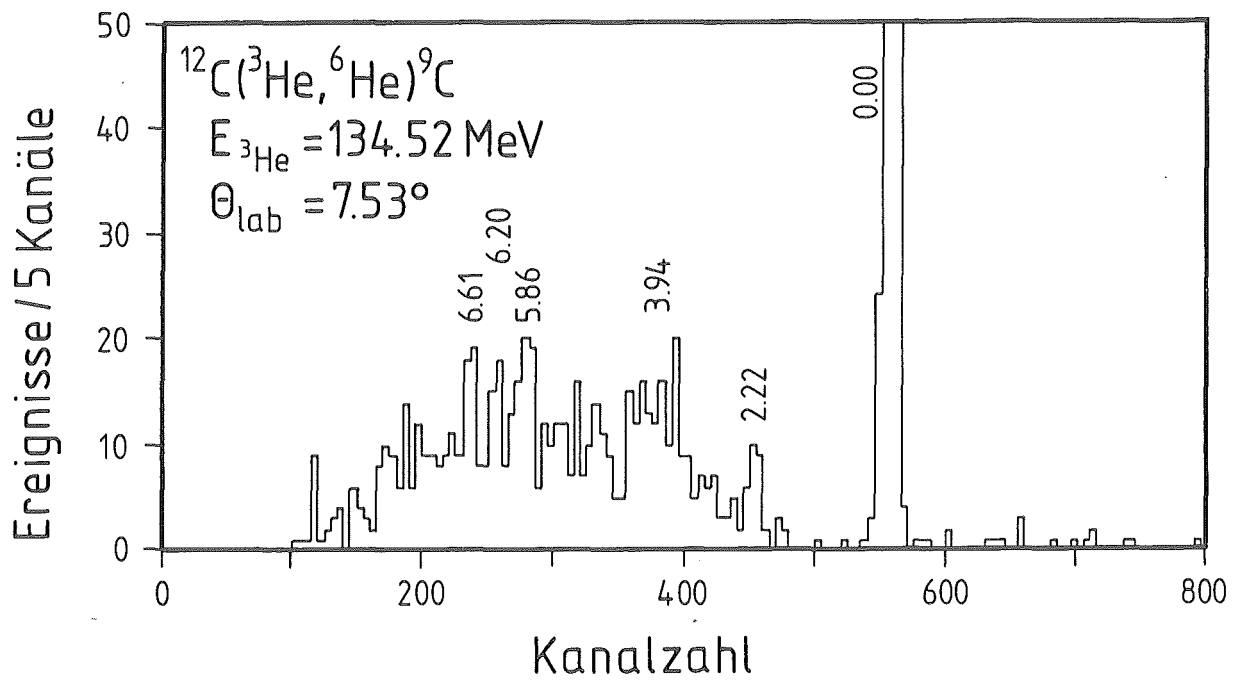


Fig. 4.7: Eichspektrum der $^{12}\text{C}(^3\text{He},^6\text{He})^9\text{C}$ Reaktion bei 134.5 MeV Einschußenergie

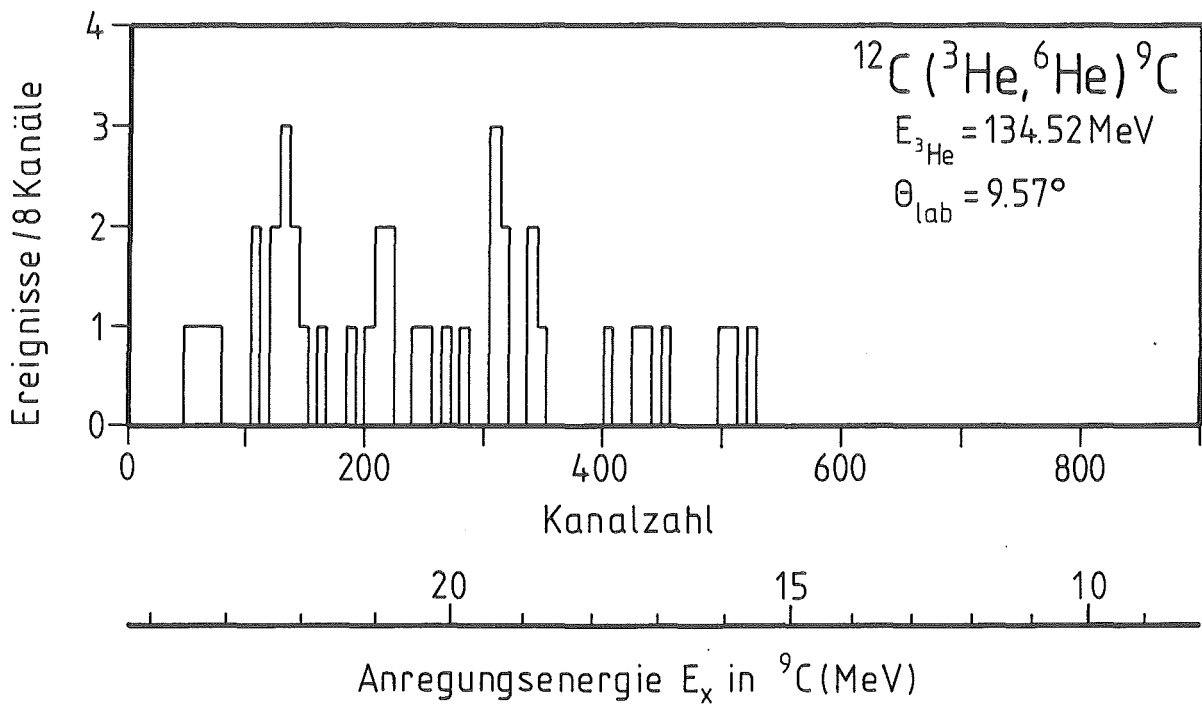


Fig. 4.8: Spektrum der $^{12}\text{C}(^3\text{He},^6\text{He})^9\text{C}$ Reaktion bei 134.5 MeV Einschußenergie. Der Anregungsenergiebereich beträgt etwa $E_x = 9$ bis 23.5 MeV

5.0 DISKUSSION

Die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit, die einen ersten Versuch zur Anwendung der ($^3\text{He}, ^6\text{He}$) - Reaktion bei der Untersuchung von Analogzuständen darstellt, zeigen sowohl die Möglichkeiten als auch die Schwierigkeiten, die die $3n$ - Transfer Reaktion bietet :

- 1) Die Messung von $T = 5/2$ Analogzuständen mit dieser Reaktion ist möglich bei Kernen, bei denen energetisch offene Teilchenzerfallskanäle Isospin verboten sind.
- 2) Die Anregung des untersten $T = 5/2$ Analogzustandes in ^{23}Mg ist wesentlich schwächer, verglichen mit der Anregung des untersten $T = 3/2$ Analogzustandes, als es aufgrund der Isospin - Kopplungskoeffizienten allein zu erwarten wäre (OST 85). Der Wirkungsquerschnitt für die $^{26}\text{Mg}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{23}\text{Mg}$ $E_x = 19.53$ MeV Reaktion (vermutlich $T = 5/2$) liegt bei Vorwärtswinkeln zwischen 10 und 60 nb/sr bei 135 MeV Einschußenergie.
- 3) Daher ist die momentan mit dem Jülicher Zyklotron und dem BIG KARL erreichbare Statistik für kernphysikalische Verhältnisse nicht befriedigend. Bei Targets die aus produktionstechnischen Gründen nicht eine Dicke von mindestens 1 mg/cm² erreichen, ist die mögliche Statistik sogar völlig unzureichend.
- 4) Wegen des großen K - Werts der Reaktion verschlechtert sich die Auflösung ab etwa $\theta_{\text{lab}} = 15$ Grad merklich, weil mit der existierenden Strahlführung eine Anpassung bei größeren K - Werten nicht möglich ist. Bei Vorwärtswinkeln bis etwa $\theta_{\text{lab}} = 10$ Grad sind Auflösungen erreichbar, die im wesentlichen nur noch auf Targetdickeneffekten beruhen (70 keV bei 1 mg/cm² Targetdicke).

Die gemessene Anregungsenergie von 19533.5 ± 5.5 keV stimmt mit Vorhersagen für die Anregungsenergie des untersten $T = 5/2$ Zustandes in ^{23}Mg (siehe Kapitel 2.4) sehr gut überein. Die sehr kleine Linienbreite (totale Breite $\Gamma < 70$ keV) deutet ebenfalls daraufhin, daß es sich bei diesem Zustand um einen Analogzustand zum Grundzustand von ^{23}F handelt.

Der bei $E_x = 21843 \pm 30$ keV beobachtete Zustand liegt mit 2310 keV über dem wahrscheinlichen ^{23}F - Grundzustands - Analogzustand im Bereich von Schalenmodellrechnungen (WIL 80) der untersten $T = 5/2$ Zustände in $A = 23$.

Für den ersten angeregten Zustand in ^{23}F mit $J^\pi = 1/2^+$ wird hier eine Anregungsenergie von 2168 keV berechnet, so daß eine Zuordnung zu dem in dieser Arbeit beobachteten Analogzustand gerechtfertigt erscheint.

Unter der Annahme, daß es sich bei dem Zustand bei $E_x = 19533.5$ keV um den untersten $T = 5/2$ - Zustand handelt, kann man die Parameter a, b und c der IMME Gleichung versuchsweise bestimmen (siehe Kapitel 2.3), und die Massen der unbekannten Sextett - Angehörigen abschätzen. Für die IMME - Koeffizienten ergeben sich die Werte:

$$\begin{aligned} a &= 12003 \pm 8 \text{ keV} \\ b &= -4006 \pm 6 \text{ keV} \\ c &= 217 \pm 28 \text{ keV} \end{aligned}$$

Die damit berechneten unbekannten Massenwerte sind in Tabelle 5.1 mit * gekennzeichnet und zusammen mit den bislang bekannten Massen dort aufgeführt.

Tabelle 5.1

Massen der $T = 5/2$ Kandidaten in $A = 23$

Kern	^{23}F	^{23}Ne	^{23}Na	^{23}Mg	^{23}Al	^{23}Si
T_z	5/2	3/2	1/2	-1/2	-3/2	-5/2
E_x (keV)	0	11640±65*	19586±2	19534±6	11734±70*	0
Massen- (keV)	3350±170	6485±65*	10055±2	14060±6	18502±65*	23379±65*
überschuß						

Referenzen (WAP 85) (EVE 85)

* = mit IMME berechnet

Die $T = 5/2$ - IMME - Koeffizienten b und c für $A = 23$ weichen nur wenig von den $T = 3/2$ - IMME - Koeffizienten (BEN 79) ab:

$$\begin{aligned} \Delta b &= b(T=5/2) - b(T=3/2) = -32 \pm 10 \text{ keV} \\ \Delta c &= c(T=5/2) - c(T=3/2) = -13 \pm 28 \text{ keV} \end{aligned}$$

Bis zu welcher Genauigkeit im $T = 5/2$ - Isobaren - Sextett mit $A = 23$ die quadratische Form der IMME noch Gültigkeit hat, kann nach den Ergebnissen dieser Arbeit nur durch eine Messung der Analogzustände in den $T_z = \pm 3/2$ Kernen dieser Isobarenfamilie geklärt werden. Die in Tabelle 5.1 angegebenen recht genauen Voraussagen geben dazu eine wertvolle Hilfe.

Die beschriebenen Untersuchungen haben gezeigt, daß unter bestimmten Bedingungen die $(^3\text{He}, ^6\text{He})$ - Reaktion zur Untersuchung von hochliegenden Analogzuständen am Magnetspektrographen BIG KARL mit dem Jülicher Zyklotron möglich und erfolgreich sind. Die gezeigten ersten Ergebnisse machen deutlich, daß die Wirkungsquerschnitte für diese Reaktion sehr klein sind.

Wegen der am Anfang des Kapitels beschriebenen Schwierigkeiten wäre es wünschenswert, für diese Art von Reaktionen eine besser anpassbare Strahlführung bei gleichzeitig höherer Transparenz zu haben. Mittelfristig kann dies durch eine Modifikation der Strahlführung erreicht werden, wie in (HIN 85) vorgeschlagen ist. Die niedrigen Wirkungsquerschnitte bleiben bei dünnen Targets jedoch nur meßbar, wenn Experimente mit höherer Luminosität durchführbar werden. Eine solche Verbesserung könnte durch Messungen an Speicher- oder Rezirkulerringen gelingen. Planungen zum Bau einer solchen Maschine werden zur Zeit von den nordrhein-westfälischen Universitäten und dem Institut für Kernphysik der KFA Jülich durchgeführt (COS 85). Durch neue Targettechniken könnte es damit möglich werden, Neutronentransferreaktionen an seltenen Targets zu messen und ganze Bereiche bislang unbekannter exotischer Kerne nachzuweisen.

A.0 COMPUTERPROGRAMME

Alle hier beschriebenen Programme wurden auf der VAX11/780 des IKP der KFA Jülich installiert.

A.1 SEARCH

Das Programm SEARCH dient der Suche nach passenden Eichreaktionen bei Experimenten an Magnetspektrographen.

SEARCH berechnet für anzugebende Laborwinkel- und Massenbereiche der bekannten Nuklide die $B\rho$ -Werte $B\rho_i$ aller möglichen Kernreaktionen und vergleicht sie mit dem $B\rho$ -Wert $B\rho_0$ einer vorgewählten Reaktion. Liegt bei einer Reaktion $B\rho_i$ in einer vorgewählten ε -Umgebung von $B\rho_0$, d.h. gilt:

$$\frac{| B\rho_0(\theta) - B\rho_i(\theta) |}{B\rho_0} < \varepsilon \quad (A.1)$$

so wird der Bereich der Winkel θ und der Anregungsenergien E_x bis zu einer maximalen Anregungsenergie E_x^{\max} berechnet und ausgedruckt. Wählt man ε gleich dem prozentualen Impulsbereich, der den halben Positionsdetektor ausleuchtet, so läßt sich leicht feststellen, welche Eichreaktionen bei welchen Winkeln in die aktive Fokalebene des Detektors fallen.

A.2 BKINE

BKINE ist ein Programm zur Berechnung der Kinematik von Kernreaktionen, der Energieverluste der Ejektile sowie deren Lichtausbeute in Szintillatormaterialien. Es dient zur $B\rho$ - Ortseichung und zur Eichung der ΔE_{gas} -, $\Delta E_{\text{Plastik}}$ - und E_{Plastik} - Zähler.

Die B_p -Werte des Ejektils und des Restkerns werden nach dem relativistischen Energie- und Impulserhaltungssatz berechnet. Anschließend wird für jede Ejektilenergie der Energieverlust ΔE in den Detektorschichten und gegebenenfalls die Lichtausbeute in den Szintillatoren nach den Formeln (3.3) bzw. (3.7-3.9) berechnet. Die Detektorkonfiguration kann durch Änderung eines separaten Files unabhängig eingegeben werden.

A.3 SIGTEST

Die Prozedur SIGTEST ist ein Programmpaket zur Berechnung der Signifikanz von Feinstrukturen in Histogrammen nach den in Kapitel 4.2 beschriebenen Methoden.

Zunächst werden die Teile des zu untersuchenden Ortsspektrums, die zur Anpassung der Untergrundfunktion $b(\vec{x}, \vec{c})$ benutzt werden sollen aus dem entsprechenden Single-File gelesen und in einen ASCII - codierten Daten-File kopiert. Dieser Daten-File dient als Input-File für das Anpassungsprogramm MINUIT (JAM 75), mittels dessen die Anpassungsparameter \vec{c} und die Kovarianz V berechnet werden. Deren Werte und die Zahl der Ereignisse in den Bereichen der Spektren, in denen Spektrallinien vermutet werden, werden dann zum Berechnen von T_{exp} nach Gleichung (4.9) benutzt. Das Signifikanzniveau wird aus T_{exp} nach der $\chi^2(1)$ - Verteilung berechnet:

$$(A.2) \quad \alpha = 1 - \int_{T_{\text{exp}}}^{\infty} \frac{e^{-x/2}}{\sqrt{x/2} \Gamma(1/2)} dx$$

Die numerische Integration wird durch eine Gauß-Integration mit 16 Stützstellen und Aufteilung in Unterintervalle (KÖL 78) vollzogen. Die Integration wird abgebrochen, wenn eine Änderung der oberen Grenze keine Änderung des Signifikanzniveaus innerhalb einer Genauigkeit von etwa 10^{-9} des Endwertes erbringt.

A.4 ANALOG

Das Programm ANALOG berechnet Anregungsenergien von Analogzuständen in leichten Kernen nach den in Kapitel 2.4 beschriebenen Methoden auf drei verschiedene Weisen :

- 1) Nach Gleichung 2.9, 2.10 und 2.11, gekennzeichnet als "Ajzenberg-Selove".
- 2) Nach Gleichung 2.9, 2.10 und Gleichung (5) und (8) in (COM 83) Prozedur B für Massenregionen bei denen N und Z in der gleichen Schale sind ("diagonal regions"), oder falls das nicht der Fall ist ("off-diagonal regions"), nach Gleichung (17) in (JÄN 80), gekennzeichnet als "Comay-Jänecke".
- 3) Nach Gleichung 2.12 mit IMME Koeffizienten aus (BEN 79) bzw. Interpolation zwischen den Koeffizienten benachbarter Isobaren, wenn nötig, gekennzeichnet als "IMME".

Die Werte für die Kernmassen sind bis einschließlich $A = 23$ aus (WAP 85), ansonsten aus (WAP 77), oder falls unbekannt, berechnet nach der aktualisierten Garvey - Kelson - Massenvorhersage (JÄN 76). Ergebnisse der Rechnungen sind in Anhang B tabelliert.

B.0 ANREGUNGSENERGIEN VON ANALOGZUSTÄNDEN

Die folgenden Tabellen geben Voraussagen für Anregungsenergien für $T = 3/2$ bis $T = 9/2$ Analogzustände in Kernen bis zur Massenzahl $A = 45$ mit $T_z = 0$ bzw. $T_z = \pm 1/2$. Die Rechnungen wurden mit dem Programm ANALOG durchgeführt (siehe Anhang A.4). Der Vergleich mit den für $T = 3/2$ und $T = 2$ gegebenen experimentellen Daten (AJZ 80, AJZ 81, AJZ 82, AJZ 83, AJZ 84, BEN 79, END 78) zeigt die Genauigkeit der Vorhersagen.

Ein * hinter dem Massensymbol bedeutet, daß die Masse aus der aktualisierten Garvey - Kelson - Massenrelation (JÄN 76) berechnet wurde, weil der experimentelle Wert nicht bekannt ist.

Ein x hinter dem nach (COM 83) berechneten Wert kennzeichnet die Tatsache, daß einer der beiden Kerne (meist der "Parent" - Kern) eine Konfiguration besitzt, bei der die Valenzneutronen eine andere Schale als die Valenzprotonen besetzen ("off - diagonal regions"). Wie die Tabelle B.1 zeigt, sind dann die Abweichungen von den experimentellen Werten bis zu 530 keV, während in den anderen Fällen ("diagonal regions") der gemessene Wert für die $T = 3/2$ Zustände nicht mehr als 50 - 70 keV abweicht.

Tabelle B.1.1

Isospin $T = 3/2$ Analogzustand im Kern mit $T_z = -1/2$

"Parent" Kern	Massen- überschuß (keV)	T = 3/2		Anregungsenergie E_x (keV)		
		Analogzustand	Ajzenberg- Selove	Comay, Jaenecke	IMME	Experiment
^5H	33786.	^5Li	22645.			
^7He	26111.	^7Be	11914.	11311.	11008.	11010
^9Li	24954.	^9B	15012.	14537.	14922.	14659
^{11}Be	20174.	^{11}C	12816.	12510.	12246.	12500
^{13}B	16562.	^{13}N	15266.	15158.	15065.	15065
^{15}C	9873.	^{15}O	11779.	12072. x	11360.	11620
^{17}N	7871.	^{17}F	11355.	11678. x	11185.	11192
^{19}O	3314.	^{19}Ne	7643.	7609.	7509.	7495
^{21}F	-48.	^{21}Na	8840.	8938.	8958.	8970
^{23}Ne	-5155.	^{23}Mg	7614.	7841.	7804.	7788
^{25}Na	-9357.	^{25}Al	7430.	7780.	7827.	7902
^{27}Mg	-14585.	^{27}Si	6236.	6704.	6644.	6628
^{29}Al	-18213.	^{29}P	7718.	8301.	8381.	8382
^{31}Si	-22949.	^{31}S	5609.	6305.	6266.	
^{33}P	-26337.	^{33}Cl	4699.	5505.	5537.	5546
^{35}S	-28846.	^{35}Ar	4744.	5657.	5577.	
^{37}Cl	-31762.	^{37}K	4077.	5095.	5000.	5047
^{39}Ar	-33241.	^{39}Ca	5570.	6378. x		
^{41}K	-35560.	^{41}Sc	5091.	5715. x		5940
^{43}Ca	-38405.	^{43}Ti	3398.	4221.		
^{45}Sc	-41067.	^{45}V	3755.	4726.		

x "off-diagonal region" bei Berechnung der Coulomb-Verschiebungsenergie

Tabelle B.1.2

Isospin $T = 3/2$
 Analogzustand im Kern mit $T_z = +1/2$

"Parent" Kern	Massen- überschuß (keV)	T = 3/2		Anregungsenergie E_x (keV)		
		Analogzustand	Ajzenberg- Selove	Comay, Jaenecke	IMME	Experiment
⁷ He	26111.	⁷ Li	11676.	11268.	11253.	11250
⁹ Li	24954.	⁹ Be	14555.	14452.	14542.	14396
¹¹ Be	20174.	¹¹ B	12882.	12605.	12620.	12560
¹³ B	16562.	¹³ C	15206.	15262.	15105.	15106
¹⁵ C	9873.	¹⁵ N	11909.	12013. x	11698.	11615
¹⁷ N	7871.	¹⁷ O	11165.	11604. x	11083.	11077
¹⁹ O	3314.	¹⁹ F	7617.	7513.	7542.	7538
²¹ F	-48.	²¹ Ne	8819.	8894.	8862.	8856
²³ Ne	-5155.	²³ Na	7813.	7845.	7889.	7888
²⁵ Na	-9357.	²⁵ Mg	7566.	7764.	7760.	7788
²⁷ Mg	-14585.	²⁷ Al	6627.	6783.	6824.	6815
²⁹ Al	-18213.	²⁹ Si	7976.	8290.	8293.	8291
³¹ Si	-22949.	³¹ P	6056.	6329.	6379.	6381
³³ P	-26337.	³³ S	5078.	5502.	5481.	5475
³⁵ S	-28846.	³⁵ Cl	5255.	5638.	5649.	5651
³⁷ Cl	-31762.	³⁷ Ar	4526.	5054.	4962.	4993
³⁹ Ar	-33241.	³⁹ K	6153.	6328. x		6546
⁴¹ K	-35560.	⁴¹ Ca	5409.	5738. x		5817
⁴³ Ca	-38405.	⁴³ Sc	3848.	4222.		4235
⁴⁵ Sc	-41067.	⁴⁵ Ti	4240.	4767.		

x "off-diagonal region" bei Berechnung der Coulomb-Verschiebungsenergie

Tabelle B.2

Isospin $T = 2$

"Parent" Kern	Massen- überschuß (keV)	T = 2		Anregungsenergie E_x (keV)		
		Analogzustand	Ajzenberg- Selove	Comay, Jaenecke	IMME	Experiment
^8He	31597.	^8Be	28091.	27577.	27504.	27494
^{10}Li	33832.	^{10}B	24116.	23727.	24008.	
^{12}Be	25077.	^{12}C	28230.	28007.	27659.	27595
^{14}B	23664.	^{14}N	24713.	24888. x	24395.	
^{16}C	13694.	^{16}O	23057.	23595. x	22836.	22720
^{18}N	13116.	^{18}F	17547.	17921. x	17387.	
^{20}O	3796.	^{20}Ne	16793.	16767.	16730.	16730
^{22}F	2822.	^{22}Na	14579.	14685.	14695.	
^{24}Ne	-5949.	^{24}Mg	15153.	15384.	15433.	15436
^{26}Na	-6888.	^{26}Al	13072.	13425.	13461.	
^{28}Mg	-15016.	^{28}Si	14790.	15261.	13225.	15225
^{30}Al	-15891.	^{30}P	13176.	13761.	13813.	
^{32}Si	-24091.	^{32}S	11320.	12017.	12052.	12050
^{34}P	-24545.	^{34}Cl	9811.	10617.	10607.	
^{36}S	-30666.	^{36}Ar	9994.	10906.	10855.	10853
^{38}Cl	-29798.	^{38}K	9932.	10674. x		
^{40}Ar	-35040.	^{40}Ca	11225.	11729. x		11974
^{42}K	-35023.	^{42}Sc	8997.	9710. x		
^{44}Ca	-41466.	^{44}Ti	8452.	9353.		

x "off-diagonal region" bei Berechnung der Coulomb-Verschiebungsenergie

Tabelle B.3.1

Isospin $T = 5/2$
 Analogzustand im Kern mit $T_z = -1/2$

"Parent" Kern	Massen- überschuß (keV)	$T = 5/2$ Analogzustand	Anregungsenergie E_x (keV)		
			Ajzenberg- Selove	Comay, Jaenecke	IMME
^9He	40809.	^9B	31238.	30426.	31201.
^{11}Li	40902.	^{11}C	34380.	34038.	33593.
^{13}Be	34950.	^{13}N	34913.	34821. x	34609.
^{15}B	28970.	^{15}O	32526.	33151. x	31892.
^{17}C	21024.	^{17}F	26526.	27036. x	26281.
^{19}N	15873.	^{19}Ne	22568.	23059. x	22344.
^{21}O	8132.	^{21}Na	19717.	19723.	19846.
^{23}F	3353.	^{23}Mg	19138.	19445.	19366.
^{25}Ne	-2152.	^{25}Al	17957.	18344.	18540.
^{27}Na	-5626.	^{27}Si	18812.	19481.	19404.
^{29}Mg	-10750.	^{29}P	19085.	19829.	20036.
^{31}Al	-15100.	^{31}S	17641.	18652.	18609.
^{33}Si	-20568.	^{33}Cl	14924.	16004.	16132.
^{35}P	-24936.	^{35}Ar	13375.	14710.	14559.
^{37}S	-26908.	^{37}K	13910.	15074. x	15219.
^{39}Cl	-29802.	^{39}Ca	14241.	15350. x	
^{41}Ar	-33068.	^{41}Sc	13065.	13962. x	
^{43}K	-36588.	^{43}Ti	10941.	12190. x	
^{45}Ca	-40810.	^{45}V	9977.	11398.	

x "off-diagonal region" bei Berechnung der Coulomb-Verschiebungsenergie

Tabelle B.3.2

Isospin $T = 5/2$ Analogzustand im Kern mit $T_z = +1/2$

"Parent" Kern	Massen- überschuß (keV)	$T = 5/2$ Analogzustand	Anregungsenergie E_x (keV)		
			Ajzenberg- Selove	Comay, Jaenecke	IMME
⁹ He	40809.	⁹ Be	30781.	30341.	30822.
¹¹ Li	40902.	¹¹ B	34447.	34132.	33966.
¹³ Be	34950.	¹³ C	34853.	34025. x	34650.
¹⁵ B	28970.	¹⁵ N	32656.	33092. x	32230.
¹⁷ C	21024.	¹⁷ O	26336.	26962. x	26180.
¹⁹ N	15873.	¹⁹ F	22541.	22964. x	22377.
²¹ O	8132.	²¹ Ne	19697.	19679.	19749.
²³ F	3353.	²³ Na	19337.	19449.	19451.
²⁵ Ne	-2152.	²⁵ Mg	18093.	18329.	18473.
²⁷ Na	-5626.	²⁷ Al	19203.	19560.	19584.
²⁹ Mg	-10750.	²⁹ Si	19344.	19817.	19948.
³¹ Al	-15100.	³¹ P	18089.	18676.	18722.
³³ Si	-20568.	³³ S	15303.	16000.	16077.
³⁵ P	-24936.	³⁵ Cl	13885.	14691.	14631.
³⁷ S	-26908.	³⁷ Ar	14359.	15033. x	15182.
³⁹ Cl	-29802.	³⁹ K	14824.	15301. x	
⁴¹ Ar	-33068.	⁴¹ Ca	13382.	13985. x	
⁴³ K	-36588.	⁴³ Sc	11390.	12191. x	
⁴⁵ Ca	-40810.	⁴⁵ Ti	10462.	11438.	

x "off-diagonal region" bei Berechnung der Coulomb-Verschiebungsenergie

Tabelle B.4

Isospin T = 3

"Parent" Kern	Massen- überschuß (keV)	T = 3 Analogzustand	Anregungsenergie E _x (keV)		
			Ajzenberg- Selove	Comay, Jaenecke	IMME
¹² Li	52936. *	¹² C	56879.	56883. x	56092.
¹⁴ Be	41023.	¹⁴ N	43281.	43503. x	42800.
¹⁶ B	37642.	¹⁶ O	48604.	49509. x	48397.
¹⁸ C	24890.	¹⁸ F	31285.	31885. x	31040.
²⁰ N	22095.	²⁰ Ne	37404.	37945. x	37234.
²² O	9445.	²² Na	23846.	23863.	23966.
²⁴ F	8654.	²⁴ Mg	32718.	33032.	33090.
²⁶ Ne	-186.	²⁶ Al	23041.	23435.	23609.
²⁸ Na	-1127.	²⁸ Si	32244.	32916.	29844.
³⁰ Mg	-9790.	³⁰ P	23129.	23875.	24054.
³² Al	-11290.	³² S	28253.	29265.	29311.
³⁴ Si	-20251.	³⁴ Cl	18509.	19590.	19647.
³⁶ P	-20763.	³⁶ Ar	24565.	25700. x	25798.
³⁸ S	-26862.	³⁸ K	17797.	18732. x	
⁴⁰ Cl	-27544.	⁴⁰ Ca	23903.	24755. x	
⁴² Ar	-34419.	⁴² Sc	15032.	16066. x	
⁴⁴ K	-35807.	⁴⁴ Ti	19787.	21160. x	

* Masse berechnet mit der aktualisierten Garvey-Kelson Formel (JÄN 76)

x "off-diagonal region" bei Berechnung der Coulomb-Verschiebungsenergie

Tabelle B.5.1

Isospin $T = 7/2$
 Analogzustand im Kern mit $T_z = -1/2$

"Parent"	Massen-	T = 7/2	Anregungsenergie E _x (keV)		
Kern	überschuß	Analogzustand	Ajzenberg-	Comay,	IMME
	(keV)		Selove	Jaenecke	

¹¹ He	64997. *	¹¹ C	58771.		57811.
¹³ Li	61565. *	¹³ N	62277.	62434. x	61869.
¹⁵ Be	51268. *	¹⁵ O	55927.	56628. x	55076.
¹⁷ B	44013.	¹⁷ F	51067.	51977. x	50756.
¹⁹ C	32761.	¹⁹ Ne	41372.	42125. x	41044.
²¹ N	26054.	²¹ Na	39902.	40512. x	40007.
²³ O	17456.	²³ Mg	35835.	36058.	36061.
²⁵ F	12845.	²⁵ Al	35865.	36338.	36627.
²⁷ Ne	6670.	²⁷ Si	34326.	35038.	35087.
²⁹ Na	2664.	²⁹ P	36013.	36959.	37221.
³¹ Mg	-3903.	³¹ S	32640.	33813.	33905.
³³ Al	-9371.	³³ Cl	30202.	31596.	31749.
³⁵ Si	-15034.	³⁵ Ar	27630.	29077. x	29122.
³⁷ P	-19012.	³⁷ K	26426.	27858. x	28071.
³⁹ S	-22999.	³⁹ Ca	25925.	27272. x	
⁴¹ Cl	-27395.	⁴¹ Sc	23871.	25161. x	
⁴³ Ar	-31978.	⁴³ Ti	20934.	22548. x	
⁴⁵ K	-36611.	⁴⁵ V	19803.	21742. x	

* Masse berechnet mit der aktualisierten Garvey-Kelson Formel (JÄN 76)

x "off-diagonal region" bei Berechnung der Coulomb-Verschiebungsenergie

Tabelle B.5.2

Isospin $T = 7/2$ Analogzustand im Kern mit $T_z = +1/2$

"Parent"	Massen-	T = 7/2	Anregungsenergie E _x (keV)		
Kern	überschuß	Analogzustand	Ajzenberg-	Comay,	IMME
	(keV)		Selove	Jaenecke	

¹¹ He	64997. *	¹¹ B	58838.		58185.
¹³ Li	61565. *	¹³ C	62217.	62538. x	61910.
¹⁵ Be	51208. *	¹⁵ N	56058.	56569. x	55414.
¹⁷ B	44013.	¹⁷ O	50876.	51902. x	50655.
¹⁹ C	32761.	¹⁹ F	41345.	42030. x	41077.
²¹ N	26054.	²¹ Ne	39881.	40468. x	39911.
²³ O	17456.	²³ Na	36034.	36062.	36147.
²⁵ F	12845.	²⁵ Mg	36001.	36322.	36560.
²⁷ Ne	6670.	²⁷ Al	34717.	35117.	35267.
²⁹ Na	2664.	²⁹ Si	36272.	36948.	37134.
³¹ Mg	-3903.	³¹ P	33087.	33837.	34018.
³³ Al	-9371.	³³ S	30581.	31593.	31694.
³⁵ Si	-15034.	³⁵ Cl	28141.	29058. x	29195.
³⁷ P	-19012.	³⁷ Ar	26875.	27817. x	28034.
³⁹ S	-22999.	³⁹ K	26507.	27223. x	
⁴¹ Cl	-27395.	⁴¹ Ca	24188.	25184. x	
⁴³ Ar	-31978.	⁴³ Sc	21383.	22549. x	
⁴⁵ K	-36611.	⁴⁵ Ti	20288.	21782. x	

* Masse berechnet mit der aktualisierten Garvey-Kelson Formel (JÄN 76)

x "off-diagonal region" bei Berechnung der Coulomb-Verschiebungsenergie

Tabelle B.6

Isospin $T = 4$

"Parent"	Massen-	T = 4	Anregungsenergie E _x (keV)		
Kern	überschuß	Analogzustand	Ajzenberg-	Comay,	IMME
	(keV)		Selove	Jaenecke	

¹² He	75244. *	¹² C	79453.		78496.
¹⁴ Li	72281. *	¹⁴ N	75250.	75742. x	74602.
¹⁶ Be	59271. *	¹⁶ O	71356.	72363. x	71246.
¹⁸ B	53848. *	¹⁸ F	61750.	62781. x	61415.
²⁰ C	38033.	²⁰ Ne	55213.	56049. x	54885.
²² N	31642. *	²² Na	48258.	48917. x	48347.
²⁴ O	20411. *	²⁴ Mg	47021.	47256.	47454.
²⁶ F	19283. *	²⁶ Al	45374.	45854.	46108.
²⁸ Ne	10279. *	²⁸ Si	46819.	47538.	43550.
³⁰ Na	8384.	³⁰ P	44768.	45719.	45960.
³² Mg	-2888.	³² S	40409.	41584.	41767.
³⁴ Al	-4145.	³⁴ Cl	38648.	39915. x	40090.
³⁶ Si	-12668.	³⁶ Ar	36966.	38256. x	38530.
³⁸ P	-14559.	³⁸ K	34671.	35918. x	
⁴⁰ S	-22244.	⁴⁰ Ca	34035.	35170. x	
⁴² Cl	-24424.	⁴² Sc	30114.	31584. x	
⁴⁴ Ar	-32271.	⁴⁴ Ti	28659.	30441. x	

* Masse berechnet mit der aktualisierten Garvey-Kelson Formel (JÄN 76)

x "off-diagonal region" bei Berechnung der Coulomb-Verschiebungsenergie

Tabelle B.7.1

Isospin $T = 9/2$
 Analogzustand im Kern mit $T_z = -1/2$

"Parent" Kern	Massen- überschuß (keV)	T = 9/2 Analogzustand	Anregungsenergie E_x (keV)		
			Ajzenberg- Selove	Comay, Jaenecke	IMME
^1He	89256. *	^1N	90206.		89693.
^5Li	81618. *	^5O	87015.	88004. x	85942.
^7Be	70891. *	^7F	79028.	80066. x	78659.
^9B	60187. *	^9Ne	70264.	71478. x	69818.
^{11}C	46146. *	^{11}Na	61821.	62760. x	61869.
^{13}N	37320. *	^{13}Mg	57869.	58768. x	58058.
^{15}O	29313. *	^{15}Al	54834.	55231.	55765.
^{17}F	24616. *	^{17}Si	55090.	55891.	56006.
^{19}Ne	18487. *	^{19}P	54960.	55955.	56397.
^{21}Na	10610.	^{21}S	50572.	51950.	52124.
^{23}Mg	4127.	^{23}Cl	47406.	48872. x	49261.
^{25}Al	-838.	^{25}Ar	45813.	47489. x	47571.
^{27}Si	-7005.	^{27}K	42692.	44323. x	44624.
^{29}P	-12305.	^{29}Ca	41144.	42846. x	
^{31}S	-18099.	^{31}Sc	37953.	39569. x	
^{33}Cl	-23138.	^{33}Ti	34814.	36908. x	
^{35}Ar	-29724.	^{35}V	31980.	34370. x	

* Masse berechnet mit der aktualisierten Garvey-Kelson Formel (JÄN 76)

x "off-diagonal region" bei Berechnung der Coulomb-Verschiebungsenergie

Tabelle B.7.2

Isospin $T = 9/2$
 Analogzustand im Kern mit $T_z = +1/2$

"Parent"	Massen-	T = 9/2	Anregungsenergie E _x (keV)		
Kern	überschuß	Analogzustand	Ajzenberg-	Comay,	IMME
	(keV)		Selove	Jaenecke	

¹³ He	89256. *	¹³ C	90147.		89734.
¹⁵ Li	81618. *	¹⁵ N	87145.	87945. x	86280.
¹⁷ Be	70891. *	¹⁷ O	78838.	79991. x	78558.
¹⁹ B	60187. *	¹⁹ F	70238.	71382. x	69852.
²¹ C	46146. *	²¹ Ne	61800.	62715. x	61773.
²³ N	37320. *	²³ Na	58068.	58772. x	58143.
²⁵ O	29313. *	²⁵ Mg	54969.	55215.	55698.
²⁷ F	24616. *	²⁷ Al	55481.	55970.	56186.
²⁹ Ne	18487. *	²⁹ Si	55219.	55943.	56309.
³¹ Na	10610.	³¹ P	51020.	51974.	52237.
³³ Mg	4127.	³³ S	47786.	48869. x	49206.
³⁵ Al	-838.	³⁵ Cl	46323.	47470. x	47643.
³⁷ Si	-7005.	³⁷ Ar	43141.	44282. x	44587.
³⁹ P	-12305.	³⁹ K	41726.	42796. x	
⁴¹ S	-18099.	⁴¹ Ca	38270.	39592. x	
⁴³ Cl	-23138.	⁴³ Sc	35264.	36909. x	
⁴⁵ Ar	-29724.	⁴⁵ Ti	32465.	34410. x	

* Masse berechnet mit der aktualisierten Garvey-Kelson Formel (JÄN 76)

x "off-diagonal region" bei Berechnung der Coulomb-Verschiebungsenergie

REFERENZEN

- AJZ 80 F.Ajzenberg-Selove, Nucl. Phys. A **336** (1980) 1
- AJZ 81 F.Ajzenberg-Selove, Nucl. Phys. A **360** (1981) 1
- AJZ 82 F.Ajzenberg-Selove, Nucl. Phys. A **375** (1982) 1
- AJZ 83 F.Ajzenberg-Selove, Nucl. Phys. A **392** (1983) 1
- AJZ 84 F.Ajzenberg-Selove, Nucl. Phys. A **413** (1984) 1
- ALD 81 L.Aldea, W.Bräutigam, R.Brings, C.Mayer-Böricke, J.Reich and
P.Wucherer,
Proc. 9th Int. Conf. on Cyclotrons and Their Applications,
Caen (France) 1981 p. 103.
- ATE 85 L.G.Atencio, G.P.A.Berg, P. von Brentano, B.Brinkmöller,
G.Hlawatsch, J.Meißburger, C.F.Moore, C.L.Morris, D.Paul,
J.G.M.Römer, M.Rogge, P.von Rossen, T.Sagefka, S.J.Seestrom-Morris
and L.Žemlo,
wird veröffentlicht in Nucl. Instr. and Meth. (1985)
- BEC 76 F.D.Becchetti, C.E.Thorn and M.J.Levine,
Nucl. Instr. and Meth. **138** (1976) 93
- BEN 79 W.Benenson und E.Kashy, Rev. Mod. Phys. **51** (1979) 527
- BET 30 H.Bethe, Ann. Phys. **5** (1930) 325
- BIR 51 J.B.Birks, Proc. Phys. Soc. A **64** (1951) 874
- BRA 75 S.Brandt, Datenanalyse, Zürich 1975
- BRO 79 F.D.Brooks, Nucl. Instr. and Meth. **162** (1979) 477 und Zitate darin
- CHA 32 J.Chadwick Proc. Roy. Soc. A **136** (1932) 692
- CHO 52 C.N.Chou, Phys. Rev. **87** (1952) 376 und 904

- COM 83 E.Comay, J.Jänecke, Nucl. Phys. A **410** (1983) 103
- COS 85 COSY, Proposal for a Cooler-Synchrotron as a Facility for Nuclear and Intermediate Energy Physics at the KFA Jülich, G.P.A.Berg et al., Jülich (1985)
- COU 78 P.Couvert, G.Brüge, R.Beurtey, A.Boudard, A.Chaumeaux, M.Garçon, D.Garreta, P.C.Gugelot, G.A.Moss, S.Platchkov, J.P.Tabet, Y.Tervien, J.Thirion, L.Bimbot, Y. Le Bornec, B.Tatischeff
Phys. Rev. Lett. **41** (1978) 530
- DEL 76 G.Delic, D.Kurath,
Phys. Rev. **C14** (1976) 619
- EAD 71 W.T.Eadie, D.Dryard, F.E.James, M.Roos, B.Sadoulet
Statistical Methods in Experimental Physics, Amsterdam 1971
- END 78 P.M. Endt und C. van der Leun, Nucl. Phys. A **310** (1978) 1
- EVE 85 P.D.Eversheim, F.Hinterberger, S.Kuhn, P. von Rossen, J.Römer und R.P.Trelle, Phys. Lett. **153 B** (1985) 25
- GUH 78 K.Guhl, J. Phys. Soc. Japan **44** (1978) 353
- HAL 73 K.Halbach, Nucl. Instr. and Meth. **107** (1973) 515
- HEI 32 W.Heisenberg, Z. Phys. **77** (1932) 1
- HIN 85 F.Hinterberger, Jül - Spez - **300**, Jülich (1985)
- HÜR 81 W.Hürlimann, Dissertation Universität Köln, 1981,
Jül - Spez - **104** ISSN 0343 - 7639
- HÜR 82 W.Hürlimann, private Mitteilung
- JÄN 69 J.Jänecke, in Isospin in Nuclear Physics, ed. by D.H.Wilkinson,
Amsterdam (1969)
- JÄN 76 J.Jänecke, ADNDT **17** (1976) 455

- JÄN 80 J.Jänecke, in Atomic Masses and Fundamental Constants 6, ed. by J.A.Nolen,Jr., W.Benenson, New York (1980) 101
- JAM 75 F.James, M.Roos, Computer Physics Communications **10** (1975) 343
- JAN 82 H.Jansen, Diplom - Ingenieurarbeit, FH Aachen, nicht veröffentlicht
- KAS 73 E.Kashy, W.Benenson, I.D.Proctor, P.Hauge, G.Bertsch
Phys. Rev. **C7** (1973) 2251
- KAT 82 I.Katayama, G.P.A.Berg, W.Hürlimann, S.A.Martin, J.Meißburger,
W.Oelert, M.Rogge, J.G.M.Römer, J.Tain, B.Styczen and G.Gaul,
Phys. Lett. **92 A** (1982) 385
- KEM 38 N.Kemmer, Proc. Cam. Phil. Soc. **34** (1938) 354
- KÖH 78 M.Köhler, Dissertation, Universität Bonn (1978)
Berichte der Kernforschungsanlage Jülich Nr. **1525**
- KÖH 80 M.Köhler, K.D.Müller, H.Stoff, M.Teske, G.P.A.Berg, A.Hardt,
S.Martin, C.Mayer-Böricke, J.Meißburger,
Nucl. Instr. and Meth. **175** (1980) 357
- KÖH 82 M.Köhler, private Mitteilung
- KÖL 78 K.S.Köhlbing, CERN COMPUTER CENTRE, Program Library **D103** (1978)
- LIV 37 M.S.Livingston and H.A.Bethe, Rev. Mod. Phys. **9** (1937) 245
- MAR 83 S.A.Martin, A.Hardt, J.Meißburger, G.P.A.Berg, U.Hacker,
W.Hürlimann, J.G.M.Römer, T.Sagefka, A.Retz and O.W.B.Schult,
K.L.Brown, K.Halbach, Nucl. Instr. and Meth. **214** (1983) 281
- MEI 83 J.Meißburger, D.Paul, Jül - Spez 255 KFA - IKP Annual Report 1983
p. 140
- MEI 84 J.Meißburger, G.P.A.Berg, W.Hürlimann, S.A.Martin, J.G.M.Römer
Proc. 10th Int. Conf. on Cyclotrons and Their Applications, East
Lansing, Michigan, ed. by F.Marti
Publishing Services, IEEE, New York (1984) 424

- MÜL 80 C.Müller, G.P.A. Berg, A.Hardt, H.J. Kelleter, S.A Martin,
J.Meißburger und A.Retz
Jül - Spez - **84** ISSN 0343 - 7639, Jülich 1980
- NOL 74 J.A.Nolen,Jr., G.Hamilton, E.Kashy and I.D.Proctor
Nucl. Instr. and Meth. **115** (1974) 189
- OEL 85 W.Oelert, private Mitteilung
- OPP 38 J.R.Oppenheimer und R.Serber, Phys. Rev. **53** (1938) 636
- OST 85 F.Osterfeld, private Mitteilung
- PAU 83 D.Paul, Diplomarbeit, Münster 1983
- ROB 75 R.G.H.Robertson,W.S.Chien und D.R.Goosman, Phys.Rev.Lett. **34** (1975) 31
- RÖM 80 J.G.M.Römer, Diplomarbeit, Bonn 1980
- SKY 67 D.J.Skyrme, Nucl. Instr. and Meth. **57** (1967) 61
- SON 81 G.Sondermann, Diplomarbeit Münster 1981
- STO 80 H.Stoff, G.Brandenburg, M.Köhler, K.Krafft, K.D.Müller, W.Stevens
und M.Teske,
Proc. Nuclear Science Symp. Orlando, Florida (1980)
- TRE 70 G.F.Trentelman and E.Kashy, Nucl. Instr. and Meth. **82** (1970) 304
- VRI 73 R.M.De Vries, Finite-Range DWBA code LOLA, Phys. Rev. **C8** (1973) 951
- WAP 77 A.H.Wapstra, K.Bos, ADNDT **19** (1977) 177
- WAP 85 A.H.Wapstra, G.Audi, Nucl. Phys. **A 432** (1985) 1
- WHI 76 R.R. Whitehead, A.Watt, D.Kelvin and H.J.Rutherford,
Phys.Lett. **65B** (1976) 323
- WIG 37 E.P.Wigner, Phys. Rev. **51** (1937) 106

WIG 37 E.P.Wigner, Proceedings of the Robert A.Welch Conferences on
Chemical Research (Robert A.Welch Foundation, Houston, Texas)
1 (1957) 67

WIL 80 B.H.Wildenthal, private Mitteilung

WRI 53 G.T.Wright, Phys. Rev. 91 (1953) 1282

GRATIAE CAUSA

Mein aufrichtiger Dank gilt allen, die auf ihre Weise zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, insbesondere danke ich

Herrn Prof. Dr. T.Mayer-Kuckuk sowie dem Direktorium des IKP der KFA Jülich für die Ermöglichung der Durchführung dieser Arbeit in ihren Instituten,

Herrn Prof. Dr. F.Hinterberger, der den Anstoß zu dieser Arbeit gab und der mir - trotz einiger Rückschläge - in vielen fruchtbaren Diskussionen und mit bohrendem Interesse am Fortgang der Arbeit stets mit fachlichem Rat den Rücken stärkte,

dem - teilweise ehemaligen - Rückgrat der BIG KARL Gruppe, den Herren G.P.A.Berg, B.Brinkmöller, W.Hürlimann, Frau R.Korthues, den Herren J.Meißburger, D.Paul, S.A.Martin, P. von Rossen, J.L.Tain und vor allem T.Sagefka, die in unermüdlicher Weise die Durchführung der Messungen halfen voranzutreiben,

sowie den Herren G.Hlawatsch, I.Katayama, S.Kuhn, A.Magiera, W.Oelert, D.Prasuhn, P.Trelle und allen Betroffenen für die mit großem Einsatz gewährte Unterstützung bei den Strahlzeiten.

Ein besonderes Dankeschön geht an die Mitarbeiter der Konstruktion und der mechanischen Werkstatt des IKP, die stets und in vorbildlicher Weise die Experimente am Spektrographen unterstützten.